

SÉRIE A, N° 2499

N° D'ORDRE :

3371

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL RIOU

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE PAR LES RAYONNEMENTS γ ET X DES NIVEAUX
EXCITÉS DE FAIBLE ÉNERGIE DANS QUELQUES NOYAUX
LOURDS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 juin 1952 devant la Commission d'examen.

M. BAUER..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE..... } *Examineurs.*

M. LAPORTE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1953

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : **RIOU.**

Prénom : **Michel.**

Date de la soutenance : 12 juin 1952.

Numéro d'ordre : 3371. *Série A, n° 2499.*

RIOU (Michel). — Etude par les rayonnements γ et X des niveaux excités de faible énergie dans quelques noyaux lourds. *Paris, Masson, 1953.* In-8°, 59 p., 9 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A, 2499, N° 3371.

RIOU (Michel). — Etude par les rayonnements γ et X des niveaux excités de faible énergie dans quelques noyaux lourds. *Paris, Masson, 1953.* In-8°, 59 p., 9 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A, 2499, N° 3371.

RIOU (Michel). — Etude par les rayonnements γ et X des niveaux excités de faible énergie dans quelques noyaux lourds. *Paris, Masson, 1953.* In-8°, 59 p., 9 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A, 2499, N° 3371.

RIOU (Michel). — Etude par les rayonnements γ et X des niveaux excités de faible énergie dans quelques noyaux lourds. *Paris, Masson, 1953.* In-8°, 59 p., 9 fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1952. Série A, 2499, N° 3371.

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : RIOU

Prénom : Michel

Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 2499

N° D'ORDRE :

3371

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL RIOU

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE PAR LES RAYONNEMENTS γ ET X DES NIVEAUX
EXCITÉS DE FAIBLE ÉNERGIE DANS QUELQUES NOYAUX
LOURDS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 juin 1952 devant la Commission d'examen.

M. BAUER.....	<i>Président.</i>
M ^{me} JOLIOT-CURIE.....	} <i>Examineurs.</i>
M. LAPORTE.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1953

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COULOMB	T Physique du Globe.
A. DENJOY	T Théorie des fonctions.	M ^{me} COUSIN	T Biologie animale (P.C.B.).
L. LUTAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.	CHRÉTIEN.....	T Chimie minérale.
E. DARMOIS	T Enseignement de Physique.	P. DRACH	T Zoologie.
Robert LÉVY	T Physiologie comparée.	KASTLER.....	T Physique.
M ^{me} HAMART- LUCAS.	T Chimie organique.	CHATELET	T Arithmétique et théorie des nombres.
FOCH	T Mécanique physique et expérimentale.	EPHRUSSI.....	T Génétique.
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.	WURMSER	T Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE	T Théories physiques.	BAUER.....	T Chimie-Physique.
JOH	T Chimie générale.	RIVIÈRE	Géologie (P. C. B.).
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	GAUTHERET.....	T Biologie végétale (P.C.B.).
COMBES.....	T Physiologie végétale.	LUCAS	T Physique.
GARNIER.....	T Géométrie supérieure.	A. THOMAS	T Evolution des êtres organisés.
PÉRÈS	T Mécanique des fluides et applications.	ARNULF	Optique appliquée.
LAUGIER	T Physiologie générale.	MAX MORAND.....	Physique.
TOUSSAINT.....	T Technique aéronautique.	SOLEILLET.....	Physique.
M. CURIE	T Physique (P. C. B.).	FORTIER.....	T Mécanique expérimentale des fluides.
G. RIBAUD	T Hautes températures.	DANJON.....	T Astronomie.
CHAZY	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	FROMAGEOT.....	T Chimie biologique.
CROZE	T Physique théorique et Physique céleste.	LAPORTE.....	T Physique générale et Radioactivité.
DUPONT.....	T Théories chimiques.	JANET.....	T Mathématiques générales.
VALIRON	T Calcul différentiel et calcul intégral.	PETIT.....	T Biologie maritime.
BARRABÉ	T Géologie structurale et Géologie appliquée.	QUENEY.....	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.	GALLIEN.....	T Biologie animale (P.C.B.).
G. DARMOIS	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	EICHHORN.....	Biologie végétale (P.C.B.).
Jacques BOURCART.	T Géographie physique et Géologie dynamique.	DE CUGNAC.....	Biologie végétale (P.C.B.).
AUBEL	T Chimie biologique.	M ^{me} CAUCHOIS	T Chimie-physique.
M ^{me} JOLIO-CURIE.	T Chimie générale et Radio-activité.	THELLIER.....	Physique du Globe.
PLANTEFOL.....	T Botanique.	AUDUBERT	Electrochimie.
CABANNES	T Recherches physiques.	L'HERITIER.....	Génétique.
GRASSÉ	T Évolution des êtres organisés.	GRIVET	T Radioélectricité.
PRÉVOST.....	T Chimie organique.	PONCIN.....	Mécanique des fluides.
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la géométrie.	THIERY	T Mécanique appliquée.
CHAUDRON.....	T Chimie appliquée.	DUBREIL.....	Mathématiques générales
WYART	T Minéralogie.	QUELET	Chimie (P. C. B.).
TEISSIER.....	T Zoologie.	CAGNIARD	Géophysique appliquée.
MANGENOT.....	T Biologie végétale.	CHAMPETIER.....	Chimie appliquée.
P. AUGER.....	T Physique quantique et relativité.	CUVILLIER.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
MONNIER	Physiologie générale.	JUNG	T Pétrographie.
PIVETEAU.....	T Géologie.	TRILLAT	Physique (P. C. B.).
ROCARD	T Physique.	WIEMANN	Chimie (P. C. B.).
H. CARTAN.....	T Mathématiques (E.N.S.).	LICHNEROWICZ.....	Mathématiques générales.
SCHAEFFER.....	T Physiologie des fonctions.	JACQUINOT.....	T Physique (P. C. B.).
LAFFITTE.....	T Chimie générale.	VASSY	Physique de l'Atmosphère.
FAYARD.....	T Mécanique générale.	DESTOUCHES.....	Théories physiques.
		M. PRUVOST	T Géologie.
		AMIEL.....	Chimie (P. C. B.).
		HOCART.....	Minéralogie.
		MACHEBEUF.....	Microbiologie.
		J.-P. MATHIEU.....	Physique (P. C. B.).
		COUTEAUX.....	Biologie animale (P.C.B.).
		MAY.....	Biologie animale (P.C.B.).
		CHOQUET	Calcul différentiel.
		FELDMANN.....	Biologie (P.C.B.).
		GUINIER.....	Physique (P.C.B.).
		JOST.....	Biologie (P.C.B.).

Secrétaire..... CH. MONIER



A MADAME IRÈNE JOLIO-CURIE

Hommage reconnaissant.

A MES PARENTS

A MA FEMME

ÉTUDE PAR LES RAYONNEMENTS γ ET X DES NIVEAUX EXCITÉS DE FAIBLE ÉNERGIE DANS QUELQUES NOYAUX LOURDS

Par MICHEL RIOU

SOMMAIRE. — Etude par absorption des rayons γ et X émis au cours des désintégrations de Io , RTh , RaF , Pa , MsTh_1 , Ac et AcK : détermination des énergies et des intensités. Discussions sur les schémas de désintégration et les caractéristiques des niveaux excités.

INTRODUCTION

Le développement des études expérimentales sur les spectres α , β et γ a permis ces dernières années de connaître les niveaux d'énergie d'un grand nombre de noyaux radioactifs. On s'est attaché plus que par le passé à la détermination des intensités des divers rayonnements dont la connaissance est précieuse pour établir les schémas de désintégration. En particulier les progrès de la théorie de l'émission γ et de la conversion interne permettent maintenant d'établir avec assez de certitude les caractéristiques quantiques de niveaux excités si l'on connaît la période d'émission γ , les coefficients de conversion interne, ou les fonctions de corrélation angulaire entre rayonnements γ , β et α .

Dans ce travail j'ai étudié, par la méthode d'absorption et en utilisant des compteurs Geiger-Müller, l'énergie et l'intensité des rayonnements γ émis par quelques radioéléments naturels, soit des émetteurs α (Io , RTh , ^{210}Po et ^{231}Pa), soit des émetteurs β (MsTh_1 et MsTh_2 , Ac et AcK); j'ai également étudié les rayonnements X (K et L) émis à la suite de l'excitation du cortège atomique par la conversion interne des rayonnements γ . Dans le cas des émetteurs α la comparaison de mes résultats expérimentaux avec ceux d'autres auteurs (notamment sur les électrons de conversion et la structure fine α) permet de conclure sur les caractéristiques de la plupart des niveaux étudiés, sauf dans le cas complexe de ^{231}Pa , et d'analyser la validité des formules théoriques sur l'émission α . Dans le cas des émetteurs β il est plus difficile de conclure, spécialement pour MsTh_1 et Ac que l'on sait être des émetteurs β d'après les filiations radioactives mais dont on n'a pas observé le spectre β .

Ce travail a été effectué au laboratoire Curie de l'Institut du Radium. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Mme I. Joliot-Curie, directeur du laboratoire, qui m'a suggéré ce travail et l'a guidé avec la plus grande bienveillance. Je voudrais remercier Mlle Perey et M. Lecoin pour l'enseignement qu'ils m'ont apporté au cours de nos travaux en collaboration. Je tiens également à remercier M. Valadarès avec qui j'ai pu avoir des discussions fréquentes et fructueuses, et M. Bouissières qui a effectué les préparations délicates de plusieurs sources radioactives. Je remercie enfin tous les chercheurs et techniciens du laboratoire pour leur aide amicale.

CHAPITRE PREMIER

RAPPEL DES PRINCIPAUX RÉSULTATS THÉORIQUES SUR L'ÉMISSION γ ET L'ÉMISSION α

I. — Résultats théoriques sur l'émission γ et la conversion interne.

1. Règles de sélection relatives à l'émission γ . — On assimile dans la théorie de l'émission γ le noyau à un multipôle électrique ou magnétique. Suivant la polarité choisie, la probabilité d'émission γ et le coefficient de conversion interne auront des valeurs très différentes.

Désignons par $E(l)$ ou $M(l)$ un 2^l pôle électrique ou magnétique : la probabilité P_γ d'émission de rayonnement γ sera égale à la somme des probabilités partielles $P_{E(l)}$, $P_{M(l)}$ relatives aux divers multipôles dont l'émission est permise par les règles de sélection. D'après Heitler (Ho), un 2^l pôle électrique ou magnétique possède un moment angulaire $l\hbar$ par rapport à l'origine du multipôle. Si J et J' sont les moments angulaires totaux des niveaux nucléaires entre lesquels se fait la transition, la conservation du moment angulaire fournit la relation :

$$\vec{J} = \vec{J}' + \vec{l} \quad \text{soit} \quad |J - J'| \leq l \leq |J + J'|.$$

D'autre part, si π et π' sont les parités des niveaux, les intégrales dont dépend la probabilité d'émission sont différentes de 0 aux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} \pi \cdot \pi' &= (-1)^l && \text{pour les multipôles électriques } E(l), \\ \pi \cdot \pi' &= (-1)^{l+1} && \text{pour les multipôles magnétiques } M(l). \end{aligned}$$

Les règles de sélection se résument alors ainsi :

l	$\overline{E(1)}$	$\overline{M(1)}$	$\overline{E(2)}$	$\overline{M(2)}$	$\overline{E(3)}$	
1	1	1	2	2	3	
Changement de parité . . .	oui	non	non	oui	oui	...

Suivant le changement de parité la probabilité d'émission γ sera :

$$P_{\gamma} = P_{E(l_0)} + P_{M(l_0+1)} + P_{E(l_0+2)} + \dots P_{E(l_1)} \simeq P_{E(l_0)}$$

$$\text{ou :} \quad P_{\gamma} = P_{M(l_0)} + P_{E(l_0+1)} + \dots \simeq P_{M(l_0)}$$

$$\text{avec :} \quad l_0 = |J - J'| \quad \text{et} \quad l_1 = J + J'.$$

Le rapport des probabilités partielles justifie, comme nous le verrons, les approximations faites, sauf peut-être pour $l_0 = 1$ où l'on pourrait avoir $P_{\gamma} = P_{M(1)} + P_{E(2)}$ quand il n'y a pas changement de parité. Si $J = J'$ la probabilité d'émission sera :

$$P_{\gamma} = P_{M(1)} + P_{E(2)} + \dots \text{ s'il n'y a pas de changement de parité.}$$

$$P_{\gamma} = P_{E(1)} + P_{M(2)} + \dots \text{ s'il y a changement de parité.}$$

Si $J' = 0$ on a obligatoirement $l = J$ et la probabilité d'émission sera rigoureusement égale à $P_{E(J)}$ ou $P_{M(J)}$ suivant le changement de parité. Nous rencontrerons à plusieurs reprises ce cas dans notre étude, le niveau fondamental des noyaux de A et Z pairs (noyaux pairs-pairs) ayant toujours $J = 0$ et sans doute une parité paire.

Si $J = J' = 0$, on a $l = 0$, ce qui ne correspond à aucun multipôle : l'émission de raie γ est strictement interdite.

Ainsi grâce à ces règles de sélection la connaissance de la polarité du rayonnement émis permet de connaître la variation de moment angulaire et le changement de parité se produisant dans la transition. Comme nous allons le voir maintenant, on peut déterminer la polarité d'un rayonnement à partir des données expérimentales sur la probabilité de l'émission γ et les coefficients de conversion interne.

2. Probabilités d'émission γ . — Bethe (B1) a calculé le premier la probabilité d'émission γ : il admettait que la probabilité d'émission d'un 2^l pôle électrique pour une transition d'énergie $E = h\omega$ est égale à :

$$P_{E(l)} = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2l+1} \frac{R^{2l}}{(l!)^2} \text{ en } s^{-1}$$

où e est la charge de l'électron, c la vitesse de la lumière et R le rayon du noyau. On pensait que la probabilité d'émission d'un 2^l pôle magnétique était simplement $P_{M(l)} = P_{E(l+1)}$. La comparaison avec les valeurs expérimentales des périodes de transitions isomériques a

montré que ces formules ne donnaient que des approximations tout à fait insuffisantes.

Le développement des théories quasi atomiques du noyau a rendu possible de nouvelles estimations de ces probabilités. Weisskopf (Wo) admet en première approximation que l'émission γ est due à la transition d'un seul proton qui se déplace dans le noyau indépendamment des autres nucléons (modèle de la particule indépendante). Il obtient ainsi les probabilités suivantes :

$$P_{E(l)} = 4,4 \cdot 10^{21} \times \frac{l+1}{[1 \ 3 \ 5 \ \dots (2l+1)]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{E}{197}\right)^{2l} R^{2l} \text{ en } s^{-1}$$

$$P_{M(l)} = \frac{P_{E(l)}}{2,3R^2}$$

où l'énergie $E = \hbar\omega$ du rayonnement est exprimée en MeV et le rayon R du noyau en 10^{-13} cm. Pour tenir compte de l'effet du moment magnétique propre des nucléons, Weisskopf multiplie par un facteur 10 la valeur de $P_{M(l)}$ calculée en négligeant cet effet. Moszkowski (Mo) propose d'en tenir compte d'une façon un peu différente :

$$P_{M(l)} = \frac{P_{E(l)}}{2,3R^2} \times \left(2,79l - \frac{l}{l+1}\right)^2$$

où 2,79 est la valeur du moment magnétique du proton exprimée en magnétons nucléaires. D'autre part, Moszkowski estime que les formules précédentes ne sont valables que lorsque le moment angulaire J du niveau initial est supérieur au moment angulaire J' du niveau final. Lorsque $J < J'$ il estime qu'il faut multiplier les probabilités $P_{E(l)}$ et $P_{M(l)}$ des formules précédentes par un facteur $\frac{2J'+1}{2J+1}$.

Si on adopte les formules de Weisskopf et si on néglige les termes en l on aura :

$$\frac{P_{E(l)}}{P_{M(l)}} = 1,4 \cdot 10^2 \quad \text{et} \quad \frac{P_{E(l)}}{P_{E(l+1)}} = \frac{P_{M(l)}}{P_{M(l+1)}} \geq \left(\frac{197}{ER}\right)^2 = 3 \cdot 10^4$$

en choisissant $E = 0,1$ MeV et $Z = 88$ (soit $R \simeq 8$). Ceci justifie bien les approximations que nous avons faites au paragraphe précédent.

Il faut remarquer que la probabilité et la vie moyenne observées expérimentalement ne sont pas P_γ et $\tau_\gamma = 1/P_\gamma$, mais :

$$P = P_\gamma + P_e = P_\gamma(1 + \alpha) \quad \text{et} \quad \tau = \frac{\tau_\gamma}{1 + \alpha}$$

où $\alpha = P_e/P_\gamma$ est le coefficient de conversion interne.

Goldhaber et Sunyar (Go) d'une part, Moszkowski (Mo) d'autre part, ont confronté récemment les résultats théoriques et expérimentaux sur les vies moyennes des transitions isomériques, en détermi-

nant la polarité des rayonnements par le rapport des nombres d'électrons de conversion K et L. Leurs conclusions sont les suivantes :

1) La vie moyenne des multipôles électriques ayant $l \geq 3$ est supérieure à ce que prévoit la théorie et voisine de la valeur prévue pour les multipôles magnétiques de même polarité : $\tau_{E(l)} \simeq \tau_M(l)$.

2) L'accord est assez bon en ce qui concerne les multipôles magnétiques surtout si l'on tient compte du moment magnétique propre du proton.

3) La vie moyenne de la moitié environ des quadripôles électriques étudiés est plus courte que ne le prévoit la théorie.

4) Les seules transitions où paraît un mélange de deux multipôles différents sont les transitions $M(1) + E(2)$.

5) L'étude des transitions $E(3)$ montre que la vie moyenne des noyaux excités ayant un proton impair est plus courte que celle des noyaux ayant un neutron impair, ce qui est un argument en faveur du modèle de la partie indépendante.

6) La statistique des transitions observées conduit à la règle empirique : *dans la plupart des noyaux pairs-pairs le premier niveau excité a même parité que le niveau fondamental et a un moment angulaire égal à 2* [transition $E(2)$].

Finalement, étant données les approximations faites, les formules de Weisskopf paraissent beaucoup plus satisfaisantes que les formules antérieures. Si on les utilise en tenant compte des remarques empiriques précédentes, on peut espérer obtenir un ordre de grandeur correct à un facteur près de 10 à 100.

3. Coefficients de conversion interne. — Le coefficient de conversion interne est défini par le rapport des probabilités d'émission d'électrons de conversion et de photons γ . On peut donc écrire :

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma} = \frac{P_{eK}}{P_\gamma} + \frac{P_{eL_I}}{P_\gamma} + \dots = \alpha_K + \alpha_{L_I} + \dots$$

$\alpha_K, \alpha_{L_I}, \dots$ étant les coefficients partiels de conversion interne dans les couches K, $L_I, \dots$. Les calculs ont été faits pour $\alpha_K, \alpha_{L_I}, \alpha_{L_{II}}, \alpha_{L_{III}}$ et dans quelques cas α_{M_I} .

Dans ces calculs les éléments de matrice nucléaire s'éliminent et il n'est donc pas nécessaire de faire appel à des hypothèses sur la structure du noyau contrairement à ce qui se passe pour le calcul de P_γ . Mais à cause de la complexité des calculs mathématiques, on ne peut donner aucune règle précise sur les diverses valeurs des coefficients de conversion interne : les coefficients de conversion interne sont des fonctions $\alpha = f(E, Z, l)$ décroissantes avec l'énergie E de la transi-

tion γ , croissantes avec le numéro atomique Z (à peu près comme Z^2) et la polarité 2^l du rayonnement.

Les calculs les plus récents et les plus précis sont ceux de Rose et

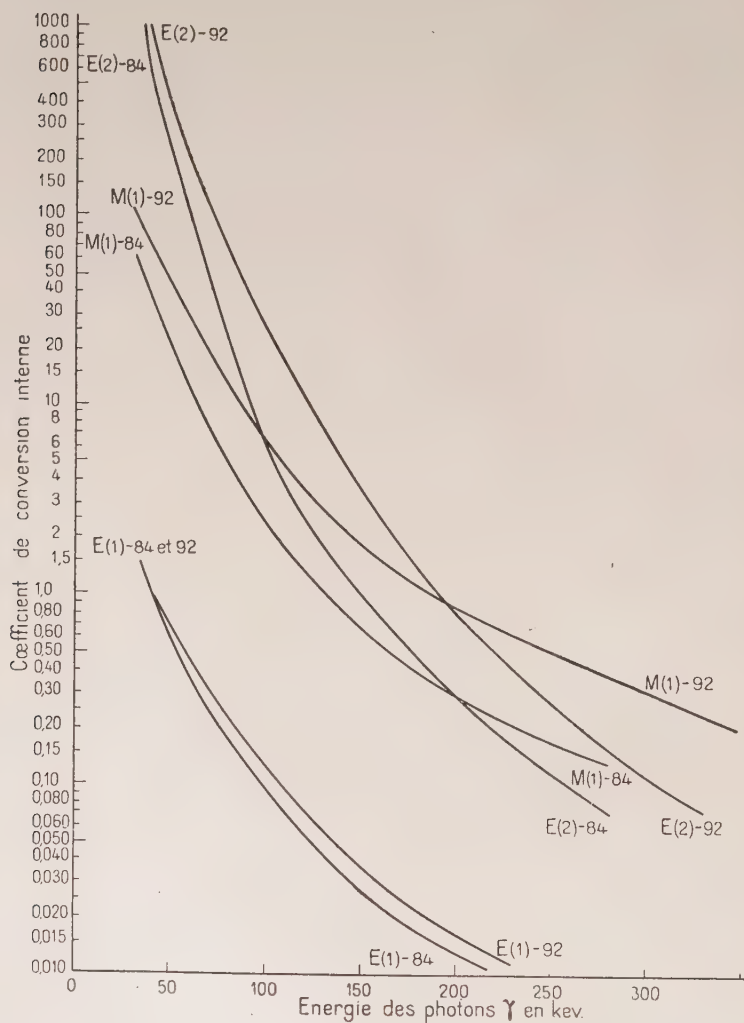


Fig. 1.

ses collaborateurs (R6) qui ont calculé les valeurs de α_K pour divers multipôles électriques et magnétiques ($1 \leq l \leq 5$), des numéros atomiques compris entre 10 et 96 et des énergies comprises entre 153

et 2 550 KeV. Les calculs tiennent compte des corrections relativistes et la seule approximation faite consiste à négliger l'effet écran, ce qui est justifié dans le domaine étudié. Les mêmes auteurs annoncent des calculs faits pour les coefficients de conversion dans les couches L_I , L_{II} et L_{III} en tenant compte cette fois de l'effet écran, mais leurs résultats n'ont pas encore été publiés.

Gellman, Griffith et Stanley (G₁) ont calculé ces mêmes coefficients pour $Z = 49, 84$ et 92 et des énergies comprises entre 40 et 300 KeV pour des rayonnements $E(1)$, $E(2)$ et $M(1)$, en tenant compte des corrections relativistes, mais sans tenir compte de l'effet écran. Comme ce sont les seuls résultats actuellement utilisables nous avons reproduit les courbes pour $Z = 84$ et 92 sur les figures 1 et 2; la

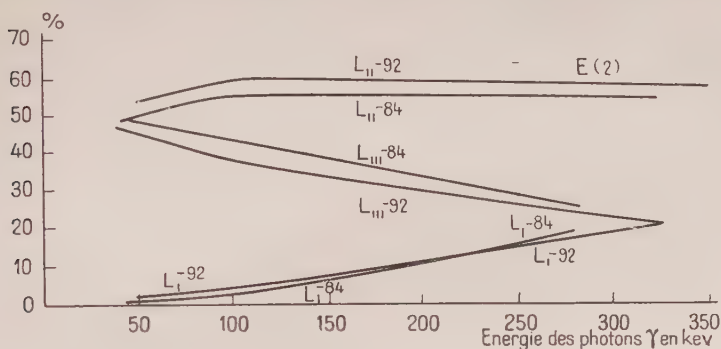


Fig. 2.

figure 1 représente les courbes donnant $(\alpha_L)_{total}$, la figure 2 représente les valeurs de $\alpha_{L_I} : (\alpha_L)_{total}$, $\alpha_{L_{II}} : (\alpha_L)_{total}$ et $\alpha_{L_{III}} : (\alpha_L)_{total}$ exprimées en o/o pour des rayonnements $E(2)$. Pour les rayonnements $E(1)$ c'est L_I qui prédomine, sauf pour les énergies inférieures à 70 KeV où $\alpha_{L_I} \simeq \alpha_{L_{II}} \simeq \alpha_{L_{III}}$. Pour les rayonnements $M(1)$ le rapport $\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$ dépend peu de l'énergie et est approximativement égal à 91 : 8,8 : 0,13 pour $Z = 92$ et à 92 : 7,8 : 0,2 pour $Z = 84$.

Nous donnons dans le tableau I quelques valeurs expérimentales de $(\alpha_L)_{total}$ et $\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$, ainsi qu'éventuellement $\alpha_L : \alpha_M$ et α_K . Les valeurs théoriques correspondantes sont indiquées entre parenthèses : pour α_K valeurs de Rose et al. (R6), pour $\alpha_L : \alpha_M$ on a extrapolé les courbes de Ratier (R1) établies pour $Z = 50$ et 70 , et différents multipôles électriques. En ce qui concerne les données sur la conversion interne de rayonnements dipolaires magnétiques d'énergie aussi faible que 40 KeV l'accord avec la théorie est excellent ce qui montre que l'effet écran, qui tendrait à augmenter les valeurs de $(\alpha_L)_{total}$, ne peut modifier beaucoup les valeurs actuelles.

TABLEAU I

Transmutation	Energie KeV	Nature	α_L total	$\alpha_{L_I} : \alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$ ou $\alpha_{L_{II}} : \alpha_{L_{III}}$	$\alpha_L : \alpha_M$	Bibliographie F8
ThC $\rightarrow$ $_{81}\text{ThC}''$	40	M(1)	3 à 11 (30)	90 : 8 : 2 (92 : 7,9 : 0,1)	3,3	K1 A1
RaD $\rightarrow$ $_{83}\text{RaC}$	47	M(1)	20 ± 4 (20)	90 : 8 : 2 (92 : 7,8 : 0,2)	3,8	C1 T1
MsTh ₂ $\rightarrow$ $_{90}\text{RTh}$	58	E(2) ?		54 : 46 (56 : 44)	2,8 (3,4)	B5 Ro
	79	E(2) ?		60 : 40 (57 : 43)		
	129	E(2) ?		57 : 43 (64 : 36)	3,7 (2,4)	
AcB $\rightarrow$ $_{83}\text{AcC}$	65	M(1) ?	.	90 : 10 : 1 (92 : 7,9 : 0,1)		S5
Pa $\rightarrow$ $_{89}\text{Ac}$	95	E(2)	≥ 4 (16)	60 : 40 (61 : 39)	2,5 (2,5)	M3
ThB $\rightarrow$ $_{83}\text{ThC}$	238	M(1)	0,13 (0,18)	95 : 5 : < 1 (92,2 : 7,5 : 0,3)	5	F4, S6 M1

4. Transitions $0 \rightarrow 0$. — Nous avons vu que l'émission de raie γ est strictement interdite dans le cas des transitions entre niveaux de moment angulaire nul. Deux cas sont à distinguer :

1) La transition a lieu sans changement de parité ($0 \rightarrow 0$, non) et il y a alors émission d'électrons de conversion. Comme l'a montré Fowler (F5) la désexcitation du noyau se fait lorsque les électrons du cortège pénètrent à l'intérieur du noyau : la probabilité d'émission est donc proportionnelle à la probabilité de présence des électrons dans le noyau. Yukawa et Sakata (Yo), utilisant les valeurs à l'origine

des fonctions, d'onde des électrons calculées par l'équation de Dirac montrent que :

$$P_K : P_{L_I} : P_{M_I} = 5,5 : 1 : 0,27 \quad (1) \quad \text{et} \quad P_{L_{II}} = P_{L_{III}} = P_{M_{II}} = \dots = 0.$$

En extrapolant les calculs plus précis faits par Marshak (M4) pour $Z < 60$ en tenant compte de l'effet écran on obtient $P_K : P_{L_I} : P_{L_{II}} : P_{L_{III}} = 6,5 : 1 : 10^{-2} : 10^{-4}$ pour $Z = 90$.

D'autre part, Weisskopf et Blatt (W1) donnent la formule suivante pour les noyaux lourds :

$$P_K = 1,5Z^3 \left(\frac{\Delta E}{510} \right)^{4/2} 10^4 \text{ en } s^{-1}$$

où ΔE est l'énergie des électrons, exprimée en KeV.

2) La transition a lieu avec changement de parité ($0 \rightarrow 0$, oui) : l'émission d'électrons de conversion est alors également interdite et on peut avoir émission simultanée, soit de deux électrons, soit de deux photons, soit d'un électron et d'un photon, émis sous forme de spectres continus. Sachs (So) a calculé la probabilité des deux premiers processus, Goldberger (G3) celle du troisième. Ces probabilités sont très faibles.

5. Cas des dipôles électriques. Changements de parité. — Weisskopf et Blatt (W1) font remarquer que la probabilité d'émission d'un dipôle électrique entre niveaux de faible énergie doit être bien inférieure à la probabilité donnée par la formule du paragraphe 2, ceci à cause de la corrélation entre les mouvements du neutron et du proton à l'intérieur du noyau et, d'autre part, à cause du caractère d'échange des forces nucléaires. Par ailleurs Rose et ses collaborateurs (R5) signalent que sur 89 valeurs expérimentales de α_K , 84 ne se rapportent certainement pas à des dipôles électriques et que l'assignation des 5 autres valeurs à des dipôles électriques est tout à fait incertaine. L'émission de dipôles électriques est donc un phénomène rare.

Ce fait s'explique aisément par le modèle quasi atomique du noyau : ce modèle prévoit en effet que la parité est toujours la même pour toutes les orbites d'une couche donnée, sauf éventuellement pour la première et la dernière orbite dont les moments angulaires diffèrent alors d'au moins 2. *Les niveaux nucléaires de faible énergie appartenant à une même couche, on n'observera donc pas entre ces niveaux des transitions dipolaires électriques*, les autres

(1) Expérimentalement Latyshev et ses collaborateurs (L9) observent $P_K : P_L : P_{M+N} = 5,4 : 1 : 0,33$ avec la raie de 1414 KeV du RaC'. Voir aussi au point de vue théorique Shapiro (S2).

transitions avec changement de parité — $E(3)$, $E(5)$, $M(2)$, $M(4)$... — pouvant elles se présenter. Le même raisonnement montre que les transitions $0 \rightarrow 0$, oui, ne peuvent se présenter entre niveaux de faible énergie : en fait on connaît actuellement trois cas de transitions $0 \rightarrow 0$, non (RaC' , ^{16}O et ^{72}Ge), mais aucune $0 \rightarrow 0$, oui.

*
**

Finalement la théorie de l'émission γ et de la conversion interne rend compte d'une manière satisfaisante de l'ensemble des résultats expérimentaux. Si l'estimation théorique de la probabilité d'émission dépend essentiellement de nos connaissances sur la structure du noyau, et est donc par là-même encore imparfaite, par contre on connaît actuellement avec précision les valeurs théoriques des coefficients de conversion interne. En particulier l'existence de coefficients très élevés et même infinis (transitions $0 \rightarrow 0$) est tout à fait explicable.

II. — Calcul de la probabilité d'émission α

1. Règles de sélection. — La particule α ayant comme le photon un moment angulaire propre nul, les règles de sélection pour l'émission α vont être voisines de celles pour l'émission γ . Les deux règles relatives aux moments angulaires et aux parités (voir en particulier Bg) sont les suivantes :

a) Si I et I' sont les moments angulaires des niveaux nucléaires entre lesquels a lieu la transition, le moment angulaire orbital j emporté par la particule α sera donné par :

$$\vec{I} = \vec{I}' + \vec{j} \quad \text{ou} \quad |I - I'| \leq j \leq |I + I'|.$$

b) La parité du système noyau + particule α est conservée au cours de la transition : le changement de parité sera donc égal à $(-1)^j$. Si les deux niveaux nucléaires ont même parité j ne pourra prendre que les valeurs paires, si la parité des deux niveaux est différente j ne prendra que les valeurs impaires.

Pour les noyaux paires-pairs (niveau fondamental de moment angulaire nul) la transition α entre niveaux fondamentaux se fait obligatoirement avec $j=0$ et sans changement de parité, la transition entre un niveau fondamental et un niveau excité de moment angulaire I' se fait avec $j=I'$ et avec ou sans changement de parité suivant que I' est impair ou pair. La comparaison avec les règles de sélection γ conduit à la règle suivante que nous utiliserons souvent par la suite : *dans le cas des noyaux paires-pairs les transitions γ entre les*

niveaux auxquels conduisent les transitions α ne peuvent être que des transitions électriques ou des transitions entre niveaux de même moment angulaire et parité, c'est-à-dire des transitions $M(1)$ lorsque ce moment angulaire n'est pas nul ou des transitions $0 \rightarrow 0$, non lorsqu'il est nul. Les transitions γ vers le niveau fondamental ne peuvent être que des transitions électriques ou $0 \rightarrow 0$, non.

2. Probabilité d'émission α . — La probabilité d'émission α est donnée par la formule $\lambda = K e^{-2C}$ où e^{-2C} est la pénétrabilité de la barrière de potentiel du noyau par les particules α . Gamow (G4) suppose que K est une constante tandis que Bethe (Bo) admet que K est égal au nombre de chocs par seconde des particules α contre la surface du noyau, soit à $\frac{v}{r}$ où v est la vitesse des particules α et r le rayon du noyau formé par la désintégration. Gamow propose la formule suivante pour Z voisin de 88 :

$$\log \lambda_j = 21,80 - 1,194 \cdot 10^9 \frac{Z-2}{v_e} + 4,073 \sqrt{Z-2} \sqrt{r} [1 - 0,001 j(j+1)]$$

où λ_j est exprimé en s^{-1} , v_e , vitesse des rayons α corrigée du recul, en cm./s. ; j est le moment angulaire emporté par la particule α , $Z-2$ et r sont le numéro atomique et le rayon du noyau formé.

Pour $j=0$, la formule de Bethe est la suivante (voir P5) :

$$\begin{aligned} \log_{10} \lambda = 21,843 + \frac{1}{2} \log_{10} E - \log_{10} r + 0,217 \frac{4}{A-4} \\ - 1,104 \frac{Z-2}{\sqrt{E \left(1 + \frac{4}{A-4}\right)}} (\alpha_0 - \sin \alpha_0 \cos \alpha_0) \end{aligned}$$

où λ est exprimé en s^{-1} , E énergie des particules α corrigée du recul en MeV, $\cos \alpha_0 = 0,5893 \sqrt{\frac{Er}{Z-2}}$, A nombre de masse du nuclide initial.

La formule de Bethe avait été d'abord mise en doute car en introduisant un facteur tenant compte de la formation de la particule α elle conduisait à un rayon nucléaire trop élevé ($r = 2,05 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm.) ; mais Perlman et Ypsilantis (P5) négligeant ce facteur de formation et utilisant les données récentes sur les émetteurs α paires-paires ont obtenu par cette formule la valeur $r = 1,48 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. en bon accord avec les autres déterminations. Les rayons déterminés par les désintégrations de $^{210}_{82}\text{Po}$, $^{208}_{82}\text{Po}$, $^{206}_{84}\text{Po}$ et $^{212}_{86}\text{Rn}$ s'écartent de cette valeur.

Par ailleurs Preston (Po) et Kaplan (Ko) ont repris les calculs de Bethe en y introduisant la valeur rigoureuse de la pénétrabilité de la

barrière de potentiel. Pour $j=0$ ceci conduit à ajouter au deuxième terme de la formule de Bethe l'expression :

$$\log_{10} \operatorname{tg} \alpha_0 + 2 \log_{10} \operatorname{tg} \beta - \log_{10} (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)$$

avec :

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{U}{E} \frac{mv}{\hbar}} r = 2,986,$$

U étant le potentiel de la particule α à l'intérieur du noyau. A partir des données sur les noyaux paires-pairs Kaplan (Ko) obtient par cette formule la valeur du rayon $r = 1,57 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. L'emploi de la formule approchée de Bethe conduit à des écarts de quelques 0/0.

Ces formules permettent de calculer les intensités relatives des groupes α de structure fine si on suppose que le rayon nucléaire est le même dans un état excité ou dans l'état fondamental : le rapport de deux groupes α d'énergie E et $E - \Delta E$ sera $\frac{\lambda(E - \Delta E)}{\lambda(E)}$. Dans le cas des noyaux paires-pairs on a $j=0$ pour la transition entre états fondamentaux et le calcul est particulièrement simple. Pour $\Delta E < 100$ KeV les trois formules de Gamow, Bethe et Preston donnent des résultats voisins. Pour ΔE plus élevé, les résultats divergent : par exemple pour $\Delta E = 0,80$ Mev dans le cas de la transmutation $\text{RaF} \rightarrow \text{RaG}$ ($E = 5,40$ Mev) on obtient les trois valeurs :

$$\frac{\lambda(E - \Delta E)_{j=0}}{\lambda(E)_{j=0}} = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ (G)}, 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ (B)} \text{ et } 0,53 \cdot 10^{-5} \text{ (P. K.)}.$$

L'influence du j est assez faible, par exemple dans le cas de la transmutation $\text{ThX} \rightarrow \text{Tn}$ ($E = 5,68$, $\Delta E = 0,237$ Mev) on calcule la formule de Gamow :

$$\frac{\lambda(E - \Delta E)_j}{\lambda(E)_{j=0}} = 5,1 \cdot 10^{-2} (j=0), -4,4 \cdot 10^{-2} (j=1), -3,2 \cdot 10^{-2} (j=2).$$

Rosenblum et ses collaborateurs observent $5 \cdot 10^{-2}$.

Quand les émetteurs α ne sont pas des nuclides paires-pairs j peut prendre différentes valeurs et la probabilité d'émission α n'est plus λ_j mais si $j = |I - I'|$ est pair :

$$\lambda = \lambda_j + \lambda_{j+2} + \dots + \lambda_{j+n} \quad (\text{pas de changement de parité})$$

ou :

$$\lambda' = \lambda_{j+1} + \lambda_{j+3} + \dots + \lambda_{j+n'} \quad (\text{changement de parité})$$

en prenant $j+n, j+n' \leq I \neq I'$. Il faudrait renverser les deux formules si j était impair. Contrairement au cas de l'émission γ on peut se contenter du premier terme, les termes suivants n'en différant que par des facteurs voisins de 1. Il est donc difficile d'appliquer la formule de Gamow ou une formule analogue au cas des nuclides à A

ou Z impair dont les niveaux fondamentaux ont des moments angulaires non nuls et en général inconnus.

Le modèle quasi atomique du noyau laisse prévoir que les rayons nucléaires présentent des discontinuités lorsque les valeurs de Z ou $A - Z$ sont égales à un nombre magique ⁽¹⁾, c'est-à-dire lorsqu'une nouvelle couche nucléaire va commencer à se remplir (P6, P5). La relation $r = r_0 A^{1/3}$ ne serait qu'approchée. Ceci a été confirmé par l'examen des valeurs des rayons des noyaux légers déterminées par les sections efficaces de neutrons (D. Curie (Co)) ; Falk-Vairant (F7) a retrouvé les mêmes effets pour les rayons des noyaux lourds calculés par la formule de Preston : en traversant les courbes $r^3 = f(A-82-82)$, $f(A-50-126)$, $f(A-82-126)$ où r et A se rapportent au noyau final, il obtient trois droites sur lesquelles se placent les valeurs correspondant aux nuclides émetteurs α des trois familles $A = 4n$, $4n + 2$, $4n + 1$, y compris les nuclides ${}_{84}\text{Po}$ et ${}_{86}^{212}\text{Rn}$. Si on tient compte de cet effet il est donc inutile d'introduire dans la valeur de la probabilité d'émission α un facteur d'interdiction nucléaire (P6, B9) pour rendre compte des écarts sur ${}_{84}\text{Po}$ et ${}_{86}^{212}\text{Rn}$. Il semble par contre que certains nuclides, en particulier ceux de la famille $4n + 3$ (dont ${}_{91}^{231}\text{Pa}$ que nous étudierons par la suite), ne se placent pas sur les droites de Falk-Vairant et qu'il faille donc dans ce cas introduire une interdiction nucléaire autre que celle due aux discontinuités du rayon nucléaire.

CHAPITRE II

MÉTHODES ET TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

I. — Construction de compteurs de Geiger-Müller à rendement élevé pour les photons γ de faible énergie.

Les photons frappant un compteur peuvent provoquer des impulsions de deux manières :

— par l'émission d'électrons secondaires dans la paroi, électrons qui provoqueront une impulsion s'ils pénètrent à l'intérieur du compteur (effet paroi),

— par l'émission d'électrons dans le gaz de remplissage (effet gaz).

On utilise le plus souvent des compteurs cylindriques, remplis du mélange habituel (10 cm. de mercure d'argon, 1 cm. d'alcool), le

⁽¹⁾ C'est du reste l'examen des données sur l'émission α qui a conduit Elsassier à admettre le premier, en 1934, l'existence de valeurs privilégiées pour Z et $A - Z$.

rayonnement pénétrant perpendiculairement à l'axe du compteur. Dans ces conditions le compteur agit surtout par effet paroi et le rendement, défini par le rapport du nombre d'impulsions au nombre de photons frappant le compteur, est maximum pour une épaisseur de paroi égale au parcours des électrons secondaires les plus énergiques. Le rendement est alors égal à (Y_1) :

$$\rho = a(l_p \mu_p R_p + l_c \mu_c R_c + l_M \mu_M R_M)$$

où a est un coefficient tenant compte de l'absorption dans la paroi d'entrée μ , R et l sont respectivement les coefficients d'absorption des photons, les parcours des électrons secondaires et les facteurs de géométrie relatifs à l'effet photoélectrique, l'effet Compton et à l'effet de matérialisation. Le calcul et les vérifications expérimentales (R11) montrent que le rendement varie de $5 \cdot 10^{-3}$ à $2 \cdot 10^{-2}$ lorsque l'énergie varie de 0,5 à 3 MeV et qu'il est plus élevé lorsque la paroi est constituée par un élément lourd. Pour les rayonnements de faible énergie l'effet gaz intervient, assez faiblement, pour augmenter le rendement, mais l'absorption dans la paroi d'entrée le réduit considérablement. Mme I. Curie (C9) a calculé qu'avec un compteur en aluminium de 0,1 mm. d'épaisseur, rempli du mélange habituel, le rendement est égal à $5 \cdot 10^{-3}$ pour les photons de 15 KeV et à $0,4 \cdot 10^{-3}$ pour des photons de 68 KeV.

Nous avons cherché à construire des compteurs de rendement plus élevé pour les photons d'énergie inférieure à 100 KeV, fonctionnant par effet gaz et ayant une paroi d'entrée de faible épaisseur. Nous avons choisi le xénon comme gaz de remplissage à cause de son numéro atomique élevé, le coefficient d'absorption par effet photoélectrique dont dépend essentiellement le rendement variant approximativement comme le cube du numéro atomique.

Pour avoir une fenêtre d'entrée mince et de grande surface le plus commode est de la placer en bout, le rayonnement pénétrant alors parallèlement à l'axe du compteur. De tels compteurs (compteurs cloches) sont construits industriellement pour la détection des rayonnements β mous, mais avec des remplissages d'argon ou d'hélium qui les rendent peu sensibles aux photons. Nous avons construit d'abord des compteurs cylindriques en laiton, fermés à une extrémité par une feuille d'aluminium de 5 mg./cm² et à l'autre extrémité par une rondelle de pyrex, recouverte de cire, par où se fait le passage du fil central.

Nous avons ensuite construit, avec la collaboration technique de M. Brun, des modèles plus robustes où l'emploi de cire est éliminé : ces trois modèles sont représentés sur la figure 3 ; la fenêtre est fermée soit par des feuilles d'aluminium de 5 mg./cm², soit par des feuilles de mica de 2 à 3 mg./cm², fixées au verre ou au laiton par de l'araldite polymérisée à 150° pendant 4 heures.

Le fil central, en tungstène de 0,15 mm., est terminé, du côté de la feuille, par une boule de verre ayant un diamètre de 1 à 2 mm. Nous avons observé que pour obtenir de bonnes caractéristiques du compteur il fallait placer cette boule à une distance supérieure au rayon du compteur (1,5 cm.) de la fenêtre terminale si celle-ci est conductrice, alors que cette distance peut être réduite à quelques millimètres dans le cas d'une fenêtre isolante. Une étude détaillée faite par A. Papineau (P4) sur l'influence de cette distance et du diamètre de

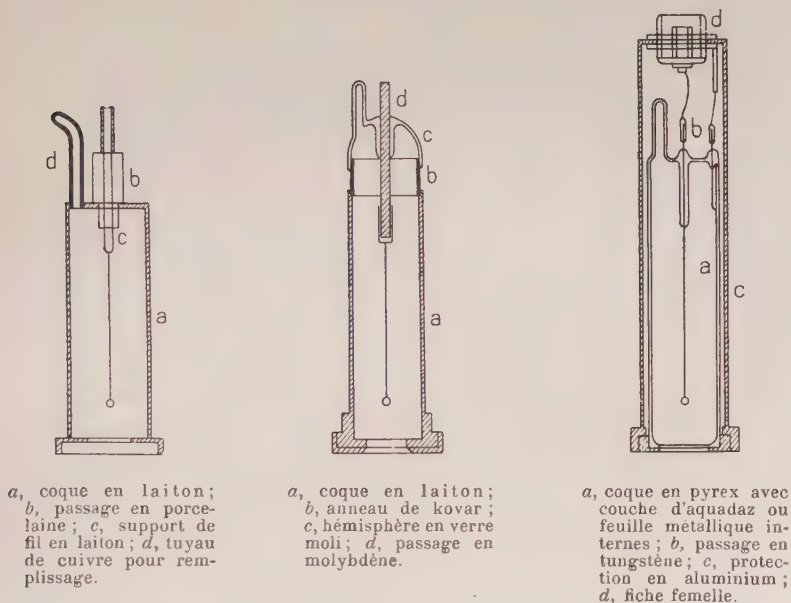


Fig. 3.

la boule confirme nos observations : cette étude montre qu'il y a avantage à métalliser la boule et à la placer à une distance de la feuille, rendue conductrice, voisine du rayon du compteur. Dans certains modèles nous avons préféré placer la boule, restant isolante, très près de la fenêtre de mica afin d'éviter la diminution du rendement par absorption dans cette région.

Nous avons d'abord rempli les compteurs avec du xénon sous une pression de 9 à 18 cm. de mercure et de la vapeur d'alcool sous une pression de 1 à 2 cm. : les paliers avaient une longueur de 100 volts et une pente de 15 o/o par 100 volts, le seuil était compris entre 1 500 et 2 000 volts. Malgré la pente assez élevée, ces compteurs se sont révélés très stables, à cause sans doute de la pression élevée du remplissage, et l'un d'eux a pu être utilisé pendant un an avec des taux de comptage élevés.

Avec la collaboration de M. Brun nous avons fait différents essais pour obtenir des compteurs à xénon présentant de meilleures caractéristiques. Nous n'avons pu obtenir de résultat satisfaisant en utilisant

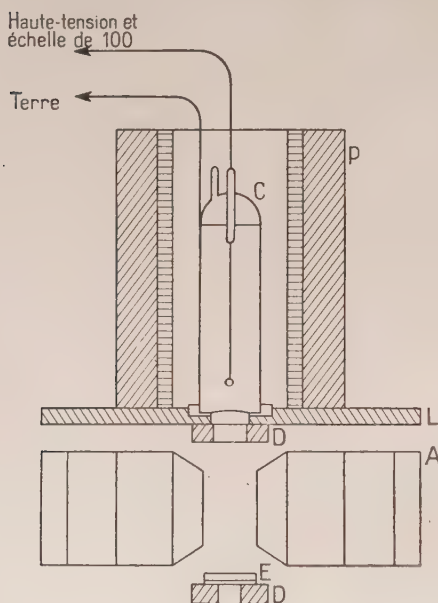


Fig. 4.

C compteur G.-M.; P protection en plomb et paraffine; L support en laiton; D diaphragmes en plomb; E écrans; S source; A aimant permanent (1 700 gauss).

comme gaz auto-coupeur l'acétate d'amyl et le toluène. Par contre, nous avons obtenu d'excellentes caractéristiques avec le xylène : un mélange de 40 cm. de mercure de xénon et 0,7 cm. de vapeur de xylène permet d'avoir des paliers de 200 volts et des pentes inférieures à 5 o/o par 100 volts. Ceci semble dû au potentiel d'ionisation très faible du xylène — 8,3 volts — nettement inférieur au potentiel d'ionisation du xénon — 11,5 volts — et inférieur sans doute aussi au potentiel de l'état métastable du xénon — 8,3 volts.

Les compteurs ainsi réalisés ont un rendement très élevé et des caractéristiques stables, ce qui permet de les employer dans les études de coïncidences.

Nous avons utilisé ces compteurs en les reliant à une haute tension et à une échelle de 100 construites par le commissariat à l'énergie atomique. On peut ainsi compter 8 000 impulsions par minute avec une perte inférieure à 1 o/o. La figure 4 représente le dispositif adopté avec ces compteurs pour l'étude par absorption des rayons γ et X de faible énergie.

II. — Détermination du rendement des compteurs à xénon.

Cette détermination est facile si l'on admet que le compteur agit uniquement par absorption des photons dans le xénon; cette condition est réalisée si le rayonnement est canalisé de façon à ne pouvoir

atteindre les parois latérales du compteur, la feuille d'entrée absorbant peu et étant assez éloignée de la région sensible ; d'autre part, l'absorption dans le gaz auto-coupeur est négligeable, sauf pour les grandes énergies où il est facile d'en tenir compte. Le calcul se fait alors en remarquant que chaque fois qu'un photon est absorbé dans le xénon par effet photoélectrique ou effet Compton on obtient une impulsion et une seule : en effet les photons de fluorescence, les électrons Auger et les photons diffusés sont émis par rapport aux électrons photo-électriques ou Compton simultanément ou après un temps très inférieur au temps mort du compteur. Le rendement sera donc égal à la fraction d'intensité du rayonnement absorbée dans la région utile du compteur, multipliée par un facteur α tenant compte de l'absorption dans la feuille d'entrée et un facteur dû à l'absorption dans l'espace mort (de longueur d) entre le fil et la feuille. On obtient ainsi :

$$(1) \quad \rho = \alpha e^{-\frac{\mu}{\rho} 5,74p.d.10^{-3}} \left[1 - e^{-\frac{\mu}{\rho} 5,74p.l.10^{-3}} \right]$$

où $\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'absorption (en centimètres carrés par gramme) du rayonnement considéré dans le xénon, que l'on peut calculer d'après les tables d'Allen (C3) (1), p la pression de xénon dans le compteur exprimée en atmosphère et ramenée à 15°, enfin l la longueur utile du compteur en centimètres. La grandeur la plus délicate à déterminer est la longueur utile : elle doit être voisine de la longueur de la partie nue du fil axial, les deux effets perturbateurs (déformation du champ électrique au voisinage des extrémités et diffusion des électrons et photons produits par absorption) faisant varier la longueur utile en sens inverses.

Nous avons vérifié avec trois compteurs de même forme mais remplis à des pressions différentes ou ayant des longueurs de fil différentes, que le rendement variait bien suivant la formule précédente, le rayonnement détecté étant le rayonnement L de l'ionium. On peut ainsi estimer que l'erreur faite en utilisant cette formule est inférieure à 8 o/o.

La formule (1) suppose que le rendement en électrons du compteur est égal à 1 : en réalité avec les compteurs utilisés le rendement est compris entre 0,9 et 1 d'après les déterminations faites avec un étalon de RaD + E émettant 10^5 rayons β du RaE par minute dans l'angle solide 4π . Il faut donc multiplier l'expression calculée plus haut par ce facteur.

(1) Dans la région de 100 à 300 KeV, la comparaison avec les données d'autres auteurs sur les coefficients d'absorption dans l'étain montre que les valeurs d'Allen sont trop élevées, de 10 à 20 o/o.

Pour vérifier plus directement le calcul du rendement des compteurs à xénon, nous avons étudié avec l'un d'eux les intensités absolues des raies γ et X émises par le radioactinium. Le rayonnement γ du radioactinium a été particulièrement bien étudié et s'est révélé très complexe. Par diffraction cristalline, M. Frilley (F1) a isolé les raies suivantes : 258 — 240 — 208 — 199 — 113 — 100,5 — 79,5 — 57 et 50 KeV ; tandis que par analyse magnétique du spectre électronique de conversion interne Surugue (S3) puis Quang Te-Tchao et Surugue (O1) obtiennent 30 raies d'énergie comprise entre 30 et 638 KeV. D'autre part, Tsien San-Tsiang (To) avec une chambre d'ionisation à xénon, puis M. Bachelet et P. Savel (B6) avec une chambre d'ionisation à argon sous haute pression ont étudié les rayonnements du RAc par absorption et donné les intensités absolues des composantes qu'ils ont pu séparer (15, 50, 125 et 270 KeV). Nous avons repris l'étude avec une source de 0,53 mc fraîchement préparée et dans les conditions expérimentales indiquées sur la figure 4 ; les courbes d'absorption dans le plomb permettent de séparer deux composantes de coefficients d'absorption en centimètres carrés par gramme : 0,42 (280 KeV) et 3,6 (126 KeV), tandis qu'avec les courbes d'absorption dans le cuivre on obtient les composantes de coefficients d'absorption 0,11 (290 KeV), 0,33 (125 KeV), 3,8 (50 KeV) et 80 (14,5 KeV), cette dernière composante étant constituée par le rayonnement L du radium. Les résultats de cette analyse sont en parfait accord avec ceux des auteurs précédents.

TABLEAU II

Composante (énergie en KeV)	Nombre de photons par 100 désintégrations		
	Riou	Tsien	Bachelet, Savel
14,5 (raies L)	11 $\pm$ 2	10 $\pm$ 4	—
50.	2,9 $\pm$ 0,8	3,0 $\pm$ 0,6	5 $\pm$ 2,5
120.	13 $\pm$ 4	23 $\pm$ 12	10 $\pm$ 3
280.	50 $\pm$ 20	—	26 $\pm$ 5

Connaissant pour chaque composante le nombre d'impulsions qu'elle provoque et le rendement du compteur, on peut calculer les intensités absolues : il suffit de tenir compte de l'angle solide déterminé géométriquement (ici $\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{600}$) et de l'absorption du rayonnement dans la fenêtre de mica fermant la source, dans l'air et la fenêtre d'aluminium du compteur, ce qui oblige à multiplier par un

facteur $(1 + t)$ l'intensité observée du rayonnement. L'intensité de la source étant 0,53 mc, soit $N_0 = 1,17 \cdot 10^9$ désintégrations par minute, l'intensité absolue d'une composante qui produit N impulsions par minute sera en nombre de quanta par désintégration : $\frac{N}{p} \frac{4\pi}{\Omega} (1 + t) \frac{1}{N_0}$.

Le tableau II précédent indique les résultats obtenus pour les diverses composantes ainsi que les résultats de Tsien San-Tsiang (To), Bachelet et Savel (B6).

On voit que l'accord est excellent, sauf pour la composante de 280 KeV. On peut aussi comparer les résultats en confrontant les rendements calculés d'après la formule (1) et ceux obtenus en prenant les intensités absolues de Tsien, Bachelet et Savel :

Energie en KeV. . .	14,5	50	120	280
Rendement calculé .	$0,28 \pm 0,02$	$(7,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Rendement déterminé d'après T., B., S. .	$0,31 \pm 0,10$	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-3}$

La formule (1) semble donner des rendements trop faibles pour les énergies supérieures à 200 KeV ; ceci peut provenir du fait qu'on néglige l'effet paroi alors que les électrons secondaires énergiques créés aux deux extrémités du compteur peuvent pénétrer dans le volume utile et être comptés, ce qui augmente le rendement réel. Comme le calcul de cet effet est complexe, il vaut mieux utiliser au-dessus de 200 KeV les compteurs cylindriques ordinaires, avec une paroi d'épaisseur suffisante (égale au parcours des électrons secondaires).

III. — La méthode d'absorption sélective.

Pour des énergies égales aux énergies de liaison des différentes couches électroniques d'un élément, le coefficient d'absorption des photons dans cet élément présente des discontinuités très accentuées : par exemple, lorsque l'énergie des photons passe d'une valeur inférieure à l'énergie de la couche K à une valeur supérieure, les photons vont être capables d'ioniser la couche K et leur coefficient d'absorption augmentera brusquement puis diminuera de nouveau.

D'autre part, on sait que s'il n'y a pas discontinuité le coefficient d'absorption d'un rayonnement dans un élément $Z + 1$ est légèrement inférieur au coefficient d'absorption l'élément Z : si on constate qu'un

élément $Z + 1$ absorbe moins qu'un élément Z on peut donc conclure que le rayonnement observé a une énergie comprise entre les énergies des couches K (ou L) des deux éléments. C'est habituellement les discontinuités K qu'on utilise pour cette méthode de détermination des énergies (voir dans C4 et C5 les tables donnant les énergies des discontinuités K).

On peut ainsi, sous réserve de disposer des éléments nécessaires, déterminer les énergies inférieures à 116 KeV (énergie de la couche K de U) avec un « pouvoir séparateur » égal à la différence des énergies des couches K de deux éléments voisins, soit 1,5 KeV dans la région autour de 100 KeV — 1,2 KeV autour de 50 KeV et 0,7 KeV autour de 10 KeV. Si la méthode d'absorption sélective est bien moins précise que les méthodes de spectrographie cristalline et de spectrographie magnétique des électrons secondaires, en revanche elle permet d'étudier plus facilement les rayonnements peu intenses. Elle permet également, grâce à sa rapidité, d'étudier les rayonnements émis par des corps à vie courte.

Dans la méthode d'absorption sélective il faut utiliser des écrans de masse superficielle m telle que soit maximum la différence $n_{Z+1} - n_Z$ des intensités observées avec les éléments Z et $Z + 1$ dont les discontinuités K encadrent une raie. $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Z+1}$ et $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_Z$ étant les valeurs des coefficients d'absorption des éléments Z et $Z + 1$, prises de part et d'autre des discontinuités K. La valeur correspondante de m est :

$$m = 2,3 \frac{\log_{10} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Z+1} - \log_{10} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_Z}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Z+1} - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_Z}.$$

On calcule ainsi $m = 9 - 70$ et 230 mg./cm² respectivement pour $Z = 30 - 56$ et 82 .

Pour séparer les raies d'énergie comprise entre 10 et 20 KeV nous avons utilisé des écrans minces de 5 à 10 mg. : cm² constitués, soit par des feuilles métalliques, soit par des carbonates ou oxydes en poudre diluée dans de la paraffine. Pour vérifier l'homogénéité et la valeur de la masse superficielle de ces écrans, j'ai étudié l'absorption du rayonnement K du nickel émis par le nuclide $^{64}_{29}\text{Cu}$ (12,8h) et le rayonnement L émis par le RaD, bien étudié par spectrographie cristalline (voir chap V). Pour les rayonnements plus pénétrants nous avons utilisé des écrans plus lourds constitués par des oxydes en poudre fixée par évaporation d'une solution alcoolique de gomme laque.

La méthode permet également de déterminer les intensités des raies observées : le nombre d'impulsions obtenues avec un écran de masse

superficielle m , constitué par l'élément Z de coefficient d'absorption $\frac{\mu_i}{\rho}$ pour une raie i d'intensité effective I_i est égal à $n_z = \Sigma I_i e^{-\frac{\mu_i}{\rho} m}$.

Avec l'élément $Z + 1$ on aura un nombre d'impulsions $n_{z+1} = \Sigma I_i e^{-\frac{\mu'_i}{\rho} m}$. Si on a affaire à une ou deux raies, le calcul de I_i est immédiat. Dans le cas d'un grand nombre de raies on peut le simplifier de la façon suivante : les $\frac{\mu'_i}{\rho}$ sont très voisins des $\frac{\mu_i}{\rho}$, sauf pour la raie n comprise entre les discontinuités de K des éléments Z et $Z + 1$. En extrapolant à partir de n_z , n_{z-1} , ..., la valeur n_{z+1}^0 , qu'aurait n_{z+1} s'il n'y avait pas de discontinuité d'absorption pour la raie n on peut écrire :

$$n_{z+1} - n_{z+1}^0 = I_n \left(e^{-\frac{\mu'_n}{\rho} \frac{1}{\delta_K} m} - e^{-\frac{\mu'_n}{\rho} m} \right)$$

δ'_K étant la valeur du saut d'absorption pour la discontinuité K de l'élément $Z + 1$. En utilisant les valeurs des δ_K obtenues par Allen (C3) on peut calculer les intensités effectives I_n . Pour obtenir les intensités réelles, il faut tenir compte en plus de la variation avec l'énergie de l'efficacité du compteur et de l'absorption dans la matière.

Dans toutes les études par absorption sélective on a intérêt à diminuer la contribution dans le détecteur des rayonnements autres que le rayonnement étudié, afin de réduire l'erreur statistique dans la détermination de la différence $n_{z+1} - n_z$. Avec les compteurs à xénon que nous avons utilisés ceci est automatiquement réalisé pour les rayonnements d'énergie supérieure au rayonnement étudié puisque le rendement diminue avec l'énergie. Pour les rayonnements d'énergie inférieure on peut utiliser l'absorption dans des écrans convenablement choisis. C'est ainsi qu'au cours de ce travail nous avons eu à étudier des rayonnements γ d'énergie comprise entre 20 et 100 KeV, émis en même temps que des rayonnements L de 15 KeV environ, beaucoup plus intenses, dont nous avons réduit la contribution en filtrant par des écrans de cuivre de 50 à 100 mg./cm².

IV. — Application de l'absorption sélective au dosage de certains radioéléments.

Il existe un certain nombre de radioéléments pour lesquels le dosage pondéral est délicat à cause des trop faibles quantités dont on dispose, tandis que le dosage par la mesure des rayonnements α ou β est rendu difficile par les dérivés radioactifs qui se forment trop

lentement pour qu'on puisse attendre l'équilibre et trop rapidement pour qu'on puisse négliger leur contribution. C'est en particulier le cas signalé par M. Bouissières, du protactinium ^{231}Pa où l'actinium et ses dérivés se forment avec la période de 21 ans : on ne peut faire le dosage par la mesure du rayonnement α que si l'on connaît l'histoire de la préparation. Or nous verrons que ^{231}Pa émet un rayonnement γ de 27 KeV assez intense (9 photons par 100 désintégrations) qui se place entre les discontinuités K du cadmium et de l'indium, alors qu'aucune raie γ des dérivés ne se trouve dans cette région, sauf une raie de 26 KeV émise par l'AcK qui se place entre les dix K de Ag et de Cd et est peu intense. On pourrait donc doser ^{231}Pa de la manière suivante :

On détecte les rayonnements γ avec un compteur sensible au rayonnement de 27 KeV (compteur à xénon par exemple) en filtrant par des écrans de cuivre de 100 mg./cm^2 pour réduire l'intensité des rayonnements L et en éliminant les rayonnements β par champ magnétique ou un écran léger ; on détermine la différence de comptage quand on place des écrans de cadmium et d'indium (ou d'étain) de même masse superficielle (50 mg./cm^2 par exemple) ; le dispositif est étalonné avec une source d'intensité déterminée par une autre méthode (pesée ou mesure des rayons α) ; les préparations doivent avoir une masse superficielle telle que l'absorption des rayons de 27 KeV soit négligeable ou en tout cas aisément calculable. Cette méthode permettrait de doser des quantités supérieures à $10\text{ }\mu\text{g.}$ de Pa avec une erreur inférieure à 10 o/o.

On pourrait citer d'autres exemples : l'ionium qui émet un rayonnement γ de 67 KeV, le plutonium ^{239}Pu qui émet un rayonnement γ de 50 KeV (A3)...

CHAPITRE III

ÉTUDES DES RAYONNEMENTS γ ET X ACCOMPAGNANT QUELQUES DÉSINTÉGRATIONS α

C'est certainement dans le cas des désintégrations α qu'on peut le mieux connaître à l'heure actuelle la formation de niveaux excités des noyaux lourds : depuis la découverte de la structure fine des rayons α , par Rosenblum en 1929, les progrès de la spectrographie magnétique α ont permis de déterminer, avec toujours plus de précision, les énergies et les intensités des groupes de structure fine, donc de connaître les énergies et les probabilités d'excitation des niveaux nucléaires correspondantes. On ne peut espérer atteindre de sitôt une précision analogue dans le cas de la désintégration β , puisque les spectres β sont des spectres continus et non des spectres de raies.

L'étude des rayonnements γ , des rayonnements électroniques et X dus à la conversion interne est donc particulièrement intéressante dans le cas des désintégrations α pour étudier les transitions entre niveaux. En particulier la connaissance des probabilités d'excitation N des niveaux permet une vérification simple de la relation $N = N_\gamma + N_e$ où N_γ et N_e sont respectivement les probabilités d'émission de photons et d'électrons de conversion. Comme nous le verrons cette relation n'a été vérifiée dans quelques cas que tout récemment. Par ailleurs la connaissance des coefficients de conversion interne $\frac{N_e}{N_\gamma}$ permet de comparer les indications données par la théorie de la conversion interne sur le moment angulaire et la parité des niveaux et les indications sur les mêmes grandeurs données par la théorie de la structure fine α . La comparaison qui est ainsi possible est d'autant plus intéressante que les deux théories sont à peu près indépendantes.

I. — Désintégration ${}^{230}_{90}\text{I}_0 \rightarrow {}^{226}_{88}\text{Ra}$ (période $8 \cdot 10^4 a$).

1. Résultats expérimentaux sur les rayonnements γ et X émis par l'ionium. — Le rayonnement électromagnétique émis par l'ionium a d'abord été étudié par Chadwick et Russel (C8) qui, par absorption dans l'aluminium, séparaient trois composantes d'énergie 4, 15 et 135 KeV qu'ils assimilaient respectivement aux rayonnements M, L et K caractéristiques du thorium excités par les rayons α de l'ionium ⁽¹⁾. Ward (W2) a ensuite indiqué la présence d'une raie de $68,4 \pm 1$ KeV séparée par absorption sélective dans les éléments 73 et 74 (Ta et W), et a en outre trouvé un rayonnement plus énergétique de 190 ± 20 KeV. Ces raies ne peuvent être assimilées aux raies X et sont donc des raies γ .

Mme I. Curie (C9) a récemment montré que le rayonnement de 15 KeV se composait de raies pouvant s'identifier aux raies L de fluorescence du radium et a donné les intensités absolues de ce rayonnement et des raies γ de 68, 140 et 240 KeV ; dans ces expériences les rayonnements étaient détectés par des compteurs cylindriques en aluminium, dont l'un contenait à l'intérieur une feuille de plomb.

Nous avons repris l'étude des rayonnements γ et X avec un compteur à xénon. La source était constituée par 100 mg. d'hydrate d'ionium-thorium fraîchement purifié par Mme I. Curie du thorium X,

(¹) D'après les formules que nous établirons au cours de l'étude sur le polonium, les rayonnements K et L excités de cette manière ont au plus pour $Z = 90$, une intensité de 10^{-10} et 10^{-3} photons par K, négligeable par rapport à l'intensité des autres rayonnements.

du radium et du dépôt actif. Le mélange ionium-thorium contenant 9,1 0/0 d'ionium, l'intensité de la source est 0,11 mc en ionium.

Pour l'étude des rayonnements L nous avons utilisé le dispositif expérimental décrit au chapitre II ; les électrons émis par les dérivés du radium reformés depuis la purification sont éliminés par un

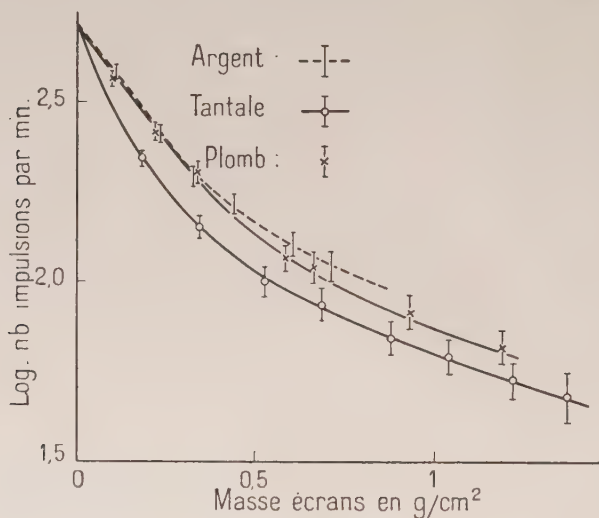


Fig. 5.

champ magnétique ou par un écran d'aluminium. Les courbes d'absorption dans Ag, Ta et Pb obtenues en filtrant par 1 cm. d'aluminium sont représentées sur la figure 5 : elles permettent de distinguer deux composantes dont les coefficients d'absorption en cm^2 : g. et l'énergie en KeV sont donnés ci-dessous :

Ag	Ta	Pb	Energie
$0,45 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,10$	$1,0 \pm 0,1$	190 ± 20
$4,8 \pm 0,3$	$9 \pm 0,3$	$3,9 \pm 0,2$	68 ± 2

Pour la détermination des énergies à partir des valeurs des coefficients d'absorption nous avons utilisé les courbes d'Allen (C3) pour l'énergie de 68 KeV mais non pour celle de 190 KeV car les coefficients d'absorption obtenus par Allen dans cette région sont trop élevés par rapport à un certain nombre de valeurs expérimentales ; on a alors utilisé la formule de Gray pour le plomb (G2), et celle de Hall pour l'argent et le tantale (H3). Les courbes d'absorption obtenues ne sont pas assez précises pour séparer la composante de 190 KeV en deux raies.

Pour obtenir les intensités absolues il suffit d'utiliser les résultats obtenus au chapitre II, sur le rendement des compteurs à xénon, à condition de tenir compte pour les rayonnements de 68 et 190 KeV de l'effet dû à la paroi d'entrée (44 mg. : cm² d'aluminium) : comme cet effet n'est qu'une correction, le rendement correspondant peut s'estimer en calculant par la méthode approchée de Yukawa et Sakata (Y₁) le nombre d'électrons secondaires créés dans la paroi qui peuvent pénétrer dans la région utile du compteur. Les rendements du compteur pour les rayonnements de 68 et 190 KeV sont respectivement $(2,8 + 0,2) \cdot 10^{-2} = 3 \cdot 10^{-2}$ et $(1,8 + 0,7) \cdot 10^{-3} = 2,5 \cdot 10^{-3}$.

D'autre part, il faut tenir compte de l'absorption des rayonnements dans l'air, dans la paroi d'entrée du compteur et essentiellement dans la matière constituant la source : à cause de ce dernier effet toute la masse active ne contribuera pas au rayonnement observé et l'on peut définir une masse utile M. Comme seul le thorium intervient pratiquement pour l'absorption, on peut prendre :

$$M = \int_0^m S e^{-\frac{\mu}{\rho} m} dm = S \frac{1 - e^{-\frac{\mu}{\rho} m}}{\frac{\mu}{\rho}}$$

où m est la masse superficielle de thorium, $\frac{\mu}{\rho}$ le coefficient d'absorption dans le thorium du rayonnement considéré et S la section de la source. Comme dans le thorium il y a 90/o d'ionium et 1 g. d'ionium correspond à 10 mc, le nombre de désintégrations utiles par minute sera si M est exprimé en grammes :

$$n = 0,09 \times 0,019 \times 2,2 \cdot 10^{12} M = 3,8 M \cdot 10^9.$$

Pour le calcul de M on a utilisé les coefficients d'absorption de Th obtenus comme plus haut. Les intensités obtenues sont indiquées dans le tableau I où l'on a reporté également les résultats de Mme I. Curie. On voit que l'accord est excellent.

TABLEAU I

Intensités en nombre de photons par 100 désintégrations des rayonnements γ et X émis par l'ionium.

Raies	Riou	Mme I. Curie
Raies L . . .	9 $\pm$ 2	10
68 KeV . . .	0,50 $\pm$ 0,15	0,7
200 KeV . . .	0,3 $\pm$ 0,1	0,2

2. Comparaison avec les autres résultats expérimentaux. — L'étude par spectrographie magnétique des rayons α émis par l'ionium a permis à Rosenblum, Valadarès et Mlle Vial (R7) de mettre en évidence trois raies de structure fine : la raie fondamentale de $4\,682 \pm 10$ KeV et deux autres raies, moins intenses, séparées de la première de 70 KeV et de 170 KeV. Les résultats sur la structure fine α et les rayonnements γ conduisent à adopter comme schéma de désintégration de l'ionium le schéma représenté par la figure 6.

L'étude du spectre électronique a été faite par la méthode de la chambre de Wilson [Teillac (T3 et T5)] puis par la méthode des émulsions photographiques sensibles aux trajectoires individuelles d'électrons [Mlle Albouy, Mme Faraggi, Riou et Teillac (A2)] : la détermination de l'énergie par les parcours montre que ces électrons

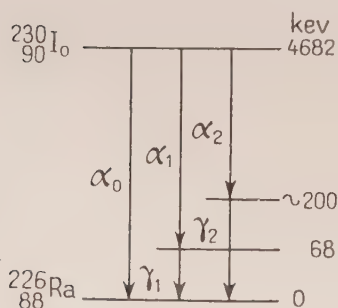


Fig. 6.

sont dus à la conversion de la raie γ de 68 KeV, Teillac séparait les électrons de conversions dans les couches L et M et montrait que le rapport d'intensité est voisin de 7. D'autre part en comparant le nombre de rayons α et le nombre d'électrons par les deux méthodes, on obtenait le même nombre d'électrons émis par 100 désintégrations : 10 ± 1 .

Ce résultat était en désaccord complet avec les autres résultats expérimentaux : les résultats sur la structure fine indiquaient d'après la

proportion du groupe α_1 que la probabilité d'excitation du niveau nucléaire de 68 KeV est égale ou supérieure à 25 o/o : en déduisant le nombre de photons de 68 KeV (0,5 à 0,7 o/o), on pouvait estimer que le nombre d'électrons de conversions devrait être voisin de 24 par 100 désintégrations. On arrivait au même résultat à partir de l'intensité du rayonnement L (9 ± 2 photons par 100 désintégrations) : comme l'excitation de la couche L est due presque uniquement à la conversion interne de la raie γ de 68 KeV (les autres raies γ étant beaucoup moins intenses et peu converties), le nombre des électrons correspondants devait être égal à $9 \pm 2/0,37 \pm 0,03 = 25 \pm 7$ électrons par 100 désintégrations, où $0,37 \pm 0,03$ est le rendement de fluorescence dans la couche L, la valeur exacte dépendant de la nature de la transition γ (0,34 pour M(1), 0,40 pour E(2); voir R5).

Falk-Vairant et Teillac (F6, T5) ont alors repris la détermination du nombre d'électrons en étudiant les coïncidences entre rayons α et électrons par compteurs de Geiger-Müller : leur résultat, 22 électrons par 100 désintégrations, est cette fois en bon accord avec les résultats

sur la structure fine α et sur les rayonnements γ et L. Ce résultat a été retrouvé par Jarvis et Ross (J1) d'une part, Albouy, Falk-Vairant et Teillac (A5) d'autre part, qui ont repris indépendamment l'étude par les émulsions photographiques. Dans ces travaux les conditions d'imprégnation de la solution d'ionium-thorium dans les émulsions ont été améliorées et il semble que l'erreur commise lors de la première étude (A2) ait été due à de mauvaises conditions d'imprégnation.

Dans leur étude très détaillée, Jarvis et Ross observent des électrons plus énergiques avec une intensité de 2 o/o, qu'ils attribuent à la conversion dans la couche K de raies γ de 200 et 270 KeV. Enfin l'étude du parcours des rayons α leur permet de confirmer les résultats de la spectrographie magnétique en attribuant à la raie α_1 une intensité de 24 o/o.

L'accord finalement obtenu entre les différents résultats expérimentaux semblait donc permettre de connaître définitivement le schéma de désintégration de l'ionium. Mais entre temps Rosenblum et Valadarès (R8) ont étudié le spectre électronique à l'aide d'un spectrographe semi-circulaire et leurs résultats indiquent que le schéma de désintégration pouvait être plus complexe qu'on ne pouvait le croire. Ces auteurs observent en effet les raies suivantes :

Energie .	48,6 KeV (raie A)	51,8 KeV (B)	63,0 KeV (C)	66,6 KeV (D)
Intensité.	100	95	50	25

et en plus une raie très faible qui peut s'interpréter par la conversion dans la couche K de la raie γ de 240 KeV signalée par Mme I. Curie (C9). D'après leur énergie et leur intensité, les raies A, C et D s'interprètent très facilement comme les raies de conversion dans les couches L₁, M₁ et N₁ de la raie γ de 68 KeV ; ces nouvelles données conduisent à une valeur de 67,9 KeV pour l'énergie de cette raie. L'interprétation de la raie B est plus délicate : nous allons passer en revue les différentes hypothèses possibles à la lumière des résultats de Rosenblum et Valadarès, et aussi des indications que nous avons pu obtenir récemment par la méthode d'absorption sélective.

1° La raie B est due à la conversion dans la couche K d'une raie γ de $104 \pm 52 = 156$ KeV : on devrait alors observer une raie électronique de 137 KeV correspondant à la conversion dans la couche L, raie qui n'a pas été observée. D'autre part l'excitation par conversion interne de la couche K devrait conduire à l'émission du spectre K du radium assez intense (le calcul indique une intensité de 8 photons par 100 désintégrations). Nous avons recherché ce spectre en étudiant l'absorption du rayonnement γ émis par l'ionium dans les éléments de numéro atomique compris entre 79 et 83, capables d'isoler ces raies K par absorption sélective : nous n'avons pu mettre en évidence

aucune raie dans cette région. Enfin on n'observe pas de raie de structure fine α correspondant à cette énergie de 156 KeV.

2° La raie B est due à la conversion dans la couche M_I d'une raie γ de $51,8 + 4,8 = 56,6$ KeV : on devrait alors observer une raie électronique de 37,4 KeV due à la conversion dans la couche L_I . Ni cette raie électronique, ni la raie de structure fine α correspondant à cette énergie n'ont été observées.

3° La raie B est due à la conversion dans la couche L_{III} de la raie γ de 67,9 KeV : la somme $W_B + W_{L_{III}} = 67,3$ KeV conduit à une énergie de la raie γ un peu inférieure à celle que donnent les énergies des raies A, C et D, sans toutefois que la légère différence de 0,6 KeV soit suffisante pour éliminer cette hypothèse. Il est du reste possible que la raie A soit due à la conversion dans L_{II} au lieu de L_I ce qui donnerait une énergie $W_A + W_{L_{II}} = 67,2$ KeV.

4° La raie B est due à la conversion interne dans la couche L_I d'une raie γ de $51,8 + 19,3 = 71,1$ KeV. La raie D serait due à la fois aux conversions de la raie γ de 67,8 KeV dans la couche N_I et de la raie de 71,1 KeV dans M_I .

Nous avons cherché à mettre en évidence par absorption sélective cette raie γ de 71,1 KeV : la raie devant se placer entre les discontinuités K des éléments de numéro atomique 74 et 75, alors que la raie de 68 KeV se place entre les discontinuités des éléments 73 et 74, nous avons étudié l'absorption dans les éléments 73 à 78 avec des écrans de 176 mg./cm² : on observe que l'élément 73 est moins absorbant que l'élément 74 mais que les éléments suivants sont plus absorbants, alors que si la raie de 71 KeV était présente avec une intensité notable, l'élément 75 devrait être moins absorbant que le 74. Les mesures indiquent que la raie de 71 KeV a une intensité inférieure au dixième de celle de la raie de 68 KeV, ce qui signifie que la raie de 71 KeV est au moins dix fois plus convertie que la raie de 68 KeV.

Finalement nous ne pouvons retenir que les deux dernières hypothèses, la dernière n'étant toutefois pas confirmée par l'existence de la raie γ de 71 KeV.

3. Discussion sur le schéma de désintégration. — Les expériences de coïncidences entre rayons α et électrons de conversion faites par Falk-Vairant et Teillac avec un amplificateur à coïncidences ayant un temps de résolution de $5 \cdot 10^{-7}$ s. montrent que les électrons de conversion et donc la raie γ de 67 KeV (ou les raies de 67 et 71 KeV) sont émis avec une vie moyenne inférieure à $5 \cdot 10^{-7}$ s. Compte tenu de la conversion interne, les formules de Weisskopf conduisent aux vies moyennes suivantes :

Transition . . .	E(2)	E(3)	M(1)	M(2)	$0 \rightarrow 0$	non
τ en secondes .	$4 \cdot 10^{-8}$	$> 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-12}$	10^{-6}		10^{-9}

on peut donc éliminer la possibilité de rayonnements E(3), peut-être M(2) et en tout cas M(3) et de tous les rayonnements de polarité supérieure.

S'il n'existe qu'une raie γ unique de 67 KeV elle ne peut être qu'un quadripôle électrique : les résultats théoriques du chapitre premier conduisent aux proportions d'intensité suivantes $L_I : L_{II} : L_{III} = 2,5 : 54 : 43,5$ et $L : M = 3,3$ alors qu'expérimentalement on observe L_{II} (ou $L_I + L_{II}$) : $L_{III} = 51 : 49$ et $L : M = 3,9$.

D'après l'ensemble des résultats expérimentaux sur les intensités de la raie γ de 67 KeV et des électrons de conversion, le coefficient total de conversion interne dans la couche L est alors égal à :

$$\alpha_L = \frac{(22 \pm 1) \frac{195}{270}}{0,6 \pm 0,15} = 29 \pm 9,$$

la valeur théorique est 40, ce qui est compatible.

Toutes les données expérimentales sont donc en faveur d'un quadripôle électrique. Le niveau de 67 KeV du noyau $^{226}_{88}\text{Ra}$ aurait alors un moment angulaire égal à 2 et une parité paire si on admet que le niveau fondamental a un moment angulaire nul et une parité paire. Le niveau de 67 KeV obéirait donc à la règle empirique signalée au chapitre premier d'après laquelle le premier niveau excité des noyaux pairs-pairs a un moment angulaire égal à 2 et une parité paire.

Mais la comparaison avec la formule de Gamow soulève une difficulté : en effet d'après cette formule la probabilité d'excitation du niveau est égale à 24 o/o pour $j=0$, 19 o/o pour $j=1$, 12 o/o pour $j=2$ alors qu'expérimentalement on observe 25 o/o. Si le rayonnement γ de 67 KeV est bien un quadripôle électrique, la formule de Gamow conduit à une probabilité deux fois trop faible.

Par ailleurs si on admet qu'il y a émission de deux raies γ de 67 et 71 KeV, leur coefficient de conversion interne dans la couche L_I doit être égal respectivement à :

$$\alpha_{L_I} = \frac{(22 \pm 1) \frac{100}{270}}{0,6 \pm 0,15} = 15 \pm 4 \quad \text{et} \quad \alpha'_{L_I} \geq 10\alpha_{L_I} = 150 \pm 40.$$

Le rayonnement de 67 KeV serait alors un dipôle magnétique (valeur théorique de $\alpha_{L_I} = 12$), celui de 71 KeV pourrait être un octopôle électrique ou un quadripôle magnétique d'après la valeur de α_{L_I} , mais nous avons vu que ceci était impossible, la transition de 71 KeV ne pourrait être qu'une transition $0 \rightarrow 0$ sans changement de parité ($\alpha_{L_I} = \infty$). Deux schémas de niveaux seraient alors possibles : un niveau $0+$ à 71 KeV et un niveau $1+$ à 67 KeV ou à 4 KeV. Dans ces schémas les niveaux de 67 ou 4 KeV ne sont pas excités directement par la désintégration α , les règles de sélections l'interdisant,

mais par des transitions γ de 4 ou 67 KeV. La formule de Gamow conduit à une probabilité d'excitation du niveau de 71 KeV égale à 24 o/o ($j=0$) ce qui est en bon accord avec les données expérimentales. Pour chacun de ces schémas le rapport d'intensité des transitions de 71 et 67 KeV que l'on peut calculer théoriquement (cf. chap. premier) est compatible avec le rapport expérimental — 0,7.

En conclusion les résultats expérimentaux actuels ne peuvent permettre de choisir entre l'hypothèse d'un rayonnement γ unique de 67 KeV qui serait un quadripôle électrique et celle de deux rayonnements de 71 KeV ($0 \rightarrow 0$, oui) et de 67 KeV (dipôle magnétique). La règle empirique sur le moment angulaire et la parité du premier niveau excité des noyaux pairs-pairs est en faveur de la première hypothèse, les résultats donnés par la formule de Gamow sont en faveur de la deuxième. Mais en étudiant la raie γ de 83 KeV du radiothorium et celle de 800 KeV du polonium, qui sont toutes deux des quadripôles électriques, nous verrons que la formule de Gamow conduit à un désaccord du même ordre de grandeur que dans le cas présent quand on prend $j=2$. *Cette difficulté ne peut donc conduire ici à rejeter l'hypothèse du quadripôle électrique mais doit être attribuée à la formule de Gamow elle-même* (voir la conclusion). La comparaison avec les autres désintégrations et l'excellent accord entre les données théoriques et expérimentales sur la conversion interne rendent donc de beaucoup la plus probable l'hypothèse d'un rayonnement γ unique, quadripolaire électrique. La recherche de l'éventuel rayonnement γ de 4 KeV et l'étude des corrélations angulaires entre rayons α et rayons γ pourront permettre de trancher définitivement entre les deux hypothèses.

II. — Désintégration $^{228}_{90}\text{RTh} \rightarrow ^{224}_{88}\text{ThX}$ (1,9a).

1. Rappel des résultats antérieurs. — Dès 1928, L. Meitner (M2) a étudié le spectre γ du radiothorium par la méthode de la spectrographie cristalline et celle de la spectrographie magnétique : elle mit en évidence deux raies de longueur d'onde 140 et 145 U.X. soit 88,5 et 85,5 KeV ; ces deux raies furent alors considérées comme les raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ de l'élément 88. Surugue et Tsien San-Tsiang (S4), reprenant l'étude de raies électroniques par spectrographie magnétique, estimaient que celles-ci étaient dues à la conversion interne de deux raies γ de 86,8 et 83,3 KeV.

Nous avons alors étudié les raies γ par la méthode d'absorption sélective (R3) et observé deux raies se plaçant entre les discontinuités K de Hg et Tl d'une part, Tl et Pb d'autre part. Nous verrons qu'en réalité cette deuxième raie ne doit pas être attribuée au radiothorium, l'erreur pouvant être due à la présence de dépôt actif dans

la source. En tout cas ces expériences montraient que le rayonnement émis par le radiothorium ne pouvait être assimilé au rayonnement K de l'élément 88.

D'autre part Rosenblum, Valadarès et Mlle Perey (R9) ont étudié la structure fine des rayons α du radiothorium et montré que 28 o/o des désintégrations conduisent à un niveau excité de 86,8 KeV.

Les premières déterminations de l'intensité des électrons de conversion présentaient un désaccord analogue à celui rencontré dans le cas de l'ionium : Surugue et Tsien San-Tsiang observaient 7 électrons par 100 désintégrations, puis Mlle Albouy et Teillac (A4) dans une première étude par la méthode des émulsions photographiques observaient 7,6 él./100 dés. Ceci était en désaccord avec les intensités des groupes α et du rayonnement γ , confirmées par l'intensité du rayonnement L, qui conduisaient à un nombre de 26 électrons par 100 désintégrations. Mlle Albouy et Teillac (A7) ont repris alors la détermination par émulsions photographiques, et leur nouveau résultat — 25 électrons par 100 désintégrations — est cette fois en très bon accord avec les autres données expérimentales.

Kultchitski (K2) utilisant des compteurs Geiger-Müller a étudié pour la première fois les corrélations angulaires α - γ sur un mélange RTh + dérivés ; malgré l'imprécision de ces premiers résultats, il pouvait en conclure que le moment angulaire du niveau excité du noyau $^{224}_{88}\text{Ra}(\text{ThX})$ formé par la désintégration α devait être égal à 2, celui du niveau fondamental étant supposé nul (transition γ quadripolaire électrique). Dans une étude plus précise par compteurs à scintillation, Beling, Feld et Halpern (B10) arrivaient à la même conclusion : ils obtenaient une corrélation en $1 + 6,90 \cos^2 \theta - 7,07 \cos^4 \theta$ un peu différente de la corrélation en $\sin^2 2\theta$ prévue pour un rayonnement quadripolaire électrique mais suffisamment voisine pour qu'on puisse estimer avec certitude qu'il s'agit d'un tel rayonnement.

Enfin Rosenblum, Valadarès et Guillot (communication privée) ont repris l'étude du rayonnement électronique par spectrographie magnétique. Ils assimilent les raies observées aux raies de conversion dans les couches L_{II} , L_{III} , M, N et O d'une raie γ de 84,3 KeV. Au point de vue intensité les résultats sur les intensités s'accordent bien avec les intensités théoriques pour un rayonnement E(2) :

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 3,5 : 55 : 41 \text{ et } L : M = 3.$$

2. Etude des rayonnements γ et X. — Pour étudier les rayonnements γ et X émis par RTh il convient d'avoir une source bien privée des dérivés et d'opérer en quelques heures car le ThX et le dépôt actif qui émet des rayonnements γ très intenses croissent avec la période de 3,64 j.

Dans les premières expériences nous avons préparé cinq sources

d'intensité comprise entre 3,27 et 0,02 mc contenant 1 à 7,5 mg. : cm² d'oxyde de cérium, par la méthode classique : on élimine le dépôt actif en précipitant par l'hydrogène sulfuré et le ThX en précipitant le cérium par l'ammoniaque décarbonatée, ce qui entraîne RTh et laisse ThX en solution. Quand RTh est en équilibre avec ses dérivés on détermine l'intensité des sources au grand condensateur ou avec un compteur Geiger, en filtrant les rayonnements γ par des écrans de plomb de 1 ou 0,2 cm. et en comparant avec des étalons (voir B4). Dans la deuxième expérience nous avons disposé d'une source de 0,5 mc préparée par M. Conte suivant une méthode de séparation proposée par M. Bouissières, plus rapide et plus complète que la pré-

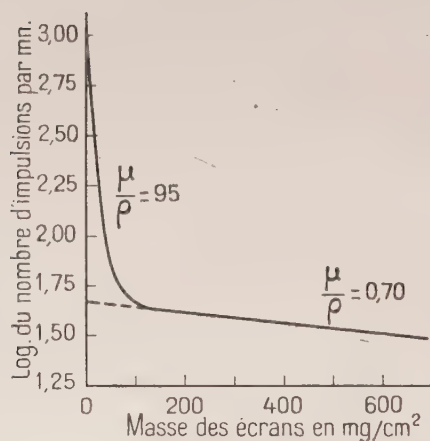


Fig. 7.

cédente : elle consiste à mettre RTh et ses dérivés en solution nitrique 3 N, à saturer en nitrate de fer, puis à agiter en présence d'acétate d'éthyle : dans ces conditions seul le RTh passe dans l'acétate d'éthyle sous forme de complexe.

On a représenté sur la figure 7 la courbe d'absorption des rayonnements γ dans le cuivre obtenue avec une source sans dérivés, le dispositif expérimental est celui de la figure 2 du chapitre II avec un compteur à xénon : on distingue deux composantes de coefficients

d'absorption 0,70 cm² : g. (85 KeV) et 95 cm² : g. (15 KeV). Dans le plomb on observe une seule composante de 2,3 cm² : g. (85 KeV). Au bout d'une heure environ apparaît une composante de coefficient d'absorption dans le cuivre égal à 0,06 cm² : g. (950 KeV). Cette composante dont l'intensité croît rapidement avec le temps est due au dépôt actif. Pendant les premières heures l'intensité des deux composantes de faible énergie reste sensiblement constante, ce qui permet de les attribuer au radiothorium.

Nous avons précisé l'énergie des composantes de 15 et 85 KeV par la méthode d'absorption sélective. La première composante est constituée essentiellement par le spectre L du radium comme le montre nettement l'analyse par absorption sélective (R3), les raies émises par RTh et les raies du spectre L du radium se plaçant exactement entre les mêmes discontinuités K. Le spectre L étant celui de l'élément formé par la désintégration on doit admettre qu'il est excité par la

conversion interne du rayonnement γ . Nous avons obtenu les mêmes résultats — en longueur d'onde comme en intensité — dans l'analyse du rayonnement de 15 KeV émis par l'ionium, ce qui tend à prouver que les deux spectres L sont identiques et ont même origine (conversion d'un rayonnement quadripolaire électrique). Nous reviendrons dans une autre publication sur l'interprétation de ces spectres (R5).

Pour étudier le rayonnement de 85 KeV nous avons filtré le rayonnement par un écran de plexiglas de 1,1 g. : cm² pour éliminer l'éventuel rayonnement β , et étudié l'absorption dans des écrans de Au, Hg, Tl, Pb, Bi ($Z = 79$ à 83) et de Th ($Z = 90$), de même masse superficielle (340 mg. : cm²). La dernière expérience montre que Hg absorbe moins que Tl et contrairement à ce que nous avons observé auparavant, Pb absorbe légèrement moins que Tl. Il n'y a donc émission que d'une raie d'énergie comprise entre les discontinuités K de Hg et Tl soit $84,31 \pm 1,21$ KeV. On peut affirmer que les raies K du radium ou d'un élément voisin ne sont pas présentes avec une intensité notable car on aurait dû observer alors des raies se plaçant entre les discontinuités K de Pb et Bi et Th.

La détermination des intensités absolues des rayonnements L et γ se fait comme dans le cas de l'ionium. Les résultats sont reportés dans le tableau II.

TABLEAU II

Intensité en nombre de photons par 100 désintégrations des rayonnements γ et X émis par RTh.

Raies L	$7 \pm 1,5$
Raie γ de 84 KeV	$2,1 \pm 0,7$

3. Comparaison avec les autres résultats. — Les différentes données expérimentales permettent de vérifier avec précision la relation $N = N_\gamma + N_e$ où $N = 28$ o/o est la probabilité d'excitation du niveau de 84 KeV, $N_\gamma = 2$ o/o le nombre de photons γ et $N_e = 25$ o/o le nombre d'électrons de conversion.

D'autre part, d'après les résultats de Mlle Albouy et Teillac, Valadars et Rosenblum, le nombre d'électrons de conversion extraits de la couche L est égal à :

$$N_{e_L} = (25 \pm 1) \frac{184}{251} = 18 \pm 1 \text{ o/o.}$$

D'après l'intensité du rayonnement L ce même nombre doit être égal à :

$$N_{e_L} = \frac{7 + 1,5}{W_L} = 17 \pm 4 \text{ o/o}$$

où $W_L = 0,40$ est le rendement de fluorescence de la couche L excitée par la conversion interne d'un quadripôle électrique ; on voit que les deux résultats sont bien compatibles. Enfin le coefficient de conversion interne dans la couche L a la valeur :

$$\alpha_L = \frac{N_{e_L}}{N_\gamma} = \frac{18 \pm 1}{2,1 \pm 0,7} = 10 \pm 4.$$

La valeur théorique est 16, ce qui est compatible. On remarque toutefois que comme dans le cas de la raie γ de 68 KeV émise par l'ionium, la valeur théorique paraît un peu trop élevée.

En définitive toutes les données expérimentales montrent que le rayonnement γ de 84 KeV est un quadripôle électrique, que le niveau excité de 84 KeV a donc un moment angulaire égal à 2 et même parité que le niveau fondamental, ce qui est conforme à la règle empirique du premier niveau excité des noyaux pairs-pairs.

D'après la formule de Gamow, la probabilité d'excitation du niveau de 84 KeV est égale à 30 o/o pour $j = 0$, 23 o/o pour $j = 1$ et 14 o/o pour $j = 2$, on a en fait 28 o/o pour $j = 2$: le désaccord est certain.

III. — Désintégration $^{210}_{84}\text{RaF} \rightarrow ^{206}_{82}\text{RaG}$ (140j).

1. Rappel des travaux antérieurs. — La désintégration $\text{RaF} \rightarrow \text{RaG}$ a été longtemps mal connue à cause de la faible intensité des raies γ et X émises, ce qui rend difficile de distinguer les rayonnements d'origine nucléaire et les rayonnements secondaires. Nous verrons que pourtant la désintégration est parmi les plus simples.

En 1931, Mme I. Curie et F. Joliot (C10) étudièrent l'absorption dans l'aluminium du rayonnement électromagnétique émis par le polonium 210 (RaF) et mirent en évidence des rayonnements peu énergiques assimilables aux rayonnements L et M de Po ou Pb, très peu intenses. Ils signalèrent l'existence d'un rayonnement plus énergétique, ce qui fut confirmé par les travaux de Bothe (B7) qui par spectrographie magnétique concluait à l'existence de 5 raies γ entre 140 et 2 500 KeV.

En 1947, de Benedetti et Kerner (B8), Siegbahn et Slätis (S10) montrèrent par absorption et spectrographie magnétique qu'on ne pouvait attribuer à la désintégration du polonium qu'une raie γ de 770 KeV. Zajac, Broda et Feather (Z0) mirent ensuite en évidence une raie de 84 ± 4 KeV, non assimilable aux raies K de Pb ou Po et une autre raie γ d'énergie inférieure à 35 KeV, encore moins intense. Ces derniers auteurs montraient que l'ensemble des données sur les raies γ n'était pas compatible avec les travaux de Chang (C12) concluant à l'existence d'une structure fine des rayons α du polonium

(douze raies α dont certaines ayant une intensité de 10^{-4} par désintégration). Les travaux ultérieurs (C13, W4, C11 et C14) montrèrent que les raies observées par Chang n'étaient pas dues à une structure fine mais à la pénétration du polonium dans le métal sur lequel il est déposé.

Récemment Robinson et Bernstein (R12) ont étudié par compteur proportionnel le rayonnement L émis par le polonium : en comparant ce rayonnement et les rayonnements excités par le bombardement α de Th, Pb et Bi et, d'autre part, en utilisant la méthode d'absorption sélective, ils concluent que le rayonnement émis par le polonium est identique aux raies L du Pb.

Par ailleurs Alburger et Friedlander (A6) ont repris l'étude du spectre magnétique des électrons de conversion émis par ^{210}Po et des photoélectrons excités dans l'uranium par les rayons γ : ils n'observent entre 100 et 4 000 KeV qu'une seule raie γ d'énergie 800 ± 6 KeV, ce qui concorde assez bien avec les mesures précédentes. Ils trouvent pour le rapport d'intensité des électrons de conversion dans les couches K et L de cette raie γ la valeur $K : L = 3,7 \pm 0,5$. Ces auteurs ont étudié par la même méthode les raies γ émises lors de la désintégration de $^{206}_{83}\text{Bi}$ (6,4j) qui par capture K conduit au même noyau $^{206}_{82}\text{Pb}$ que la désintégration de ^{210}Po : parmi les quinze raies observées se trouve une raie de 803 KeV qu'ils supposent être identique à la raie de 800 KeV émise par ^{210}Po ; le manque de données sur le coefficient de conversion interne et le rapport $K : L$ ne permet pas toutefois de conclure d'une façon certaine.

D'autre part, Grace, Allen, Wast et Halban (G6) ont étudié en détail les rayonnements électromagnétiques au-dessus de 50 KeV par compteurs G.-M., compteurs proportionnels et compteurs à cristaux : ils montrent par la méthode d'absorption sélective que contrairement aux résultats de Zajac et al. au moins 80 o/o du rayonnement de 84 KeV sont constitués par les raies K du plomb ; ils n'observent pas de coïncidences entre les rayonnements de 84 et 800 KeV. D'après les deux derniers travaux cette raie γ serait la seule émise par le RaF entre 100 et 4 000 KeV.

Enfin de Benedetti et Minton (B14) ont pu préciser la nature du rayonnement γ de 800 KeV : ils ont étudié les coïncidences α - γ et mis ainsi en évidence le groupe α qui conduit au niveau excité de 800 KeV ; par coïncidences retardées ils ont montré que le rayonnement γ est émis avec une période inférieure à 10^{-9} s. D'après la formule de Weisskopf les vies moyennes de rayonnements E(2), E(3), E(4) et E(5) sont égales respectivement à $4 \cdot 10^{-12}$, $1,2 \cdot 10^{-8}$, $1,4 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^2$ s. : seuls des rayonnements E(2) et E(3) sont donc possibles. De Benedetti et Minton ont également étudié les corrélations angulaires entre rayons α et rayons γ de 800 KeV et trouvé une distribution en $\sin^2 2\theta$, ce qui indique que le rayonnement γ est un rayon-

nement $E(2)$ en conformité avec la règle sur les noyaux paires-pairs signalée au chapitre premier. Ceci peut être compatible avec le rapport $K : L = 3,7 \pm 0,5$ obtenu par Alburger et Friedlander puisque les courbes empiriques de Goldhaber et Sunyar (Go) conduisent aux valeurs 5,8 pour un rayonnement $E(2)$ et 3,6 pour un rayonnement $E(3)$, ces valeurs étant encore assez incertaines. Il n'en est pas de même pour la valeur de $\alpha_K = 6,7 \pm 1,7$ o/o obtenue par Grace et al. puisque les valeurs théoriques de Rose et al. (R6) sont les suivantes : 0,9, 2,1, 4,7 et 9,5 o/o respectivement pour des rayonnements $E(2)$, $E(3)$, $E(4)$ et $E(5)$. Les valeurs théoriques sont bien établies dans cette région : si on accepte les conclusions de de Benedetti et Minton il faut admettre alors que le rayonnement K et les électrons observés par Grace et al. ont une autre origine que la conversion interne.

2. Etude des rayons γ et X émis par le RaF. — Nous avons repris (R4) l'étude des rayons γ et X du RaF avec le dispositif précédemment décrit ; le rendement élevé des compteurs à xénon pour les rayonnements de faible énergie permet d'étudier assez aisément ces rayonnements peu intenses et nous avons pu ainsi déterminer l'intensité de l'ensemble des raies connues.

Nous avons d'abord utilisé une source de 11,1 millicuries déposée par électrolyse sur une feuille mince d'argent, puis une source de 8,1 millicuries purifiée par électrolyse sur Ag puis, après élimination de Ag, déposée sur plexiglass ⁽¹⁾. Une feuille de cellophane ou de mica de 5 mg. : cm² était disposée entre les écrans et la source pour arrêter complètement les rayons α et éviter ainsi l'excitation des raies X dans les écrans (les raies X ainsi émises peuvent être plus intenses que les raies propres du RaF, C10). D'autre part, les rayons β pouvant provenir d'impuretés de RaE étaient éliminés soit par un champ magnétique de 1 700 gauss, soit par un écran de plexiglass de 0,55 g. : cm² placé entre les écrans étudiés et le compteur. Nous avons du reste vérifié que la dernière source émettait moins de 10^{-7} rayons β par rayon α , et que donc la contribution des rayons γ émis par des impuretés de RaD était tout à fait négligeable.

Les courbes d'absorption que nous avons obtenues dans le cuivre et le plomb permettent de séparer des composantes d'énergie égale à 12, 80 et 800 KeV, ce qui correspond bien aux raies observées par les différents auteurs. Avec la source déposée sur argent apparaît en plus une composante de 23 KeV.

Pour analyser la composante de 12 KeV, nous avons étudié l'absorp-

(1) Nous remercions MM. Bouissières et Conte qui ont eu l'amabilité de nous préparer ces sources.

tion sélective dans des écrans de Ni, Cu, Zn, Ga, As et Se; les raies observées se placent entre les mêmes discontinuités K (Ga-Ge, As-Se) que les raies $L\alpha$ et $L\beta$ du plomb se placent respectivement entre les discontinuités K de Ga et Ge, As et Se, on doit donc admettre que la majeure partie de la composante de 12 KeV est constituée par les raies L du plomb. En tenant compte de la variation avec l'énergie du rendement du compteur, nos mesures donnent pour le rapport d'intensité des raies $L\alpha$ et $L\beta$ la valeur $L\alpha : L\beta = 2$ en bon accord avec la valeur de 2,6 obtenue par Robinson et Bernstein (R12).

Quant à la composante de 23 KeV, qui n'apparaît qu'avec la source déposée sur Ag, l'absorption sélective confirme qu'il s'agit des raies K de Ag puisqu'on observe deux raies situées entre les discontinuités K des éléments 45 (Mo) et 45 d'une part, 46 (Pd) et 47 (Ag) d'autre part, où se placent précisément les raies $K\alpha$ et $K\beta$ de l'argent. Ces raies K ont une intensité apparente d'environ 10^{-5} photons par rayon α .

Nous avons recherché par absorption sélective s'il existait des raies γ d'énergie comprise entre celles des rayonnements L et K du plomb : nous n'avons observé aucun rayonnement. Il semble donc que la raie d'énergie inférieure à 35 KeV observée par Zajac et al. (Zo) soit assimilable au rayonnement L du plomb ou au rayonnement K excité par les rayons α dans des atomes d'argent qui n'auraient pas été éliminés de la source utilisée par ces auteurs.

L'analyse par absorption sélective de la composante de 80 KeV confirme les résultats de Grace et al. (G5) qui conduisent à assimiler cette composante au rayonnement K du plomb. Nous observons en effet des raies qui se placent entre les discontinuités K des éléments suivants Re (75) et Os (76), Os et Ir (77), Hg (80) et Pb (82), où se placent précisément les raies $K\alpha_2$, $K\alpha_1$ et $K\beta$ du plomb. Nos mesures donnent un rapport des intensités relatives de ces raies égal à :

$$K\alpha_2 : K\alpha_1 : K\beta = 11 \pm 4 : 11 \pm 4 : 7 \pm 3$$

ce qui, étant donnée l'incertitude sur les mesures, n'est pas incompatible avec le rapport $0,5 : 1 : 0,5$ obtenu avec les spectres K ordinaires (C3). On n'observe aucune autre raie entre 69,6 KeV (disc. K de W) et 110 KeV (disc. K de Th) ayant une intensité comparable à celles des raies K de Pb.

Nous avons déterminé l'intensité des rayonnements L et K du plomb par les numérations faites avec un compteur à xénon dont le rendement est égal respectivement pour les deux rayonnements à 0,60 et 0,070. L'intensité du rayonnement de 800 KeV a été déterminée avec un compteur cylindrique en magnésium de 0,1 mm. entouré par une feuille de plomb de 344 mg. : cm^2 et dont le rendement peut être estimé égal à $(7,7 \pm 0,5) 10^{-3}$ (R11). Nous avons rassemblé dans le

tableau III nos résultats et ceux des autres auteurs sur les nombres de photons par désintégration pour les divers rayonnements. On voit que l'accord est satisfaisant.

TABLEAU III

*Nombre de photons par désintégration
des divers rayonnements émis par le RaF.*

Référence	Rayonnement L de Pb	Rayonnement K de Pb	Rayonnement γ de 800 KeV
Riou	$(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	$(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$
Sio et Zo.		$< 10^{-5}$	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$
Cio.	$4 \cdot 10^{-4}$		
G5.		$(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$	$(1,8 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$

3. Origine des rayonnements K et L du plomb. — Les sources que nous avons utilisées, ainsi que celles de Grace et al. contenaient trop peu de RaD (le rapport d'activité étant de 10^{-7} au plus) pour que les photons et électrons du RaD + E aient pu perturber nos mesures. Il n'y a donc que trois origines possibles aux rayonnements K et L de Pb : la conversion interne, l'excitation par les rayons α d'atomes de plomb présents initialement dans la source, l'excitation des atomes de plomb au moment de la désintégration par un phénomène directement lié à celle-ci.

1° *Excitation par conversion interne d'une raie γ* : nous avons vu que la raie γ de 800 KeV est la seule raie observée entre 20 et 4 000 KeV. Toutefois il pourrait exister une autre raie capable d'exciter la couche L mais non la couche K et qui serait trop convertie pour être observable. Ceci est peu probable et en tout cas ne permet pas d'expliquer l'intensité du rayonnement L.

En effet, soit E l'énergie de cette raie hypothétique, comprise entre 17 et 93 KeV : le niveau nucléaire correspondant aura une énergie $800 + E$ KeV ou E. Dans le premier cas ce niveau ne peut être excité que par la désintégration α , sa probabilité d'excitation est inférieure à celle du niveau 800 KeV, égale d'après les résultats expérimentaux à $1,6 \cdot 10^{-5}$, le nombre de photons L par rayon α serait au plus égal

à $W_L \times 1,6 \cdot 10^{-5} = 6 \cdot 10^{-6}$, ce qui est négligeable devant l'intensité observée. Dans le deuxième cas, si le niveau E, sans être excité par la désintégration α , est excité à la suite de l'émission de la raie γ de 800 KeV, le nombre de photons L par rayon α serait également inférieur à $6 \cdot 10^{-6}$.

Signalons à ce propos que nous avons étudié les coïncidences entre photons L, détectés par compteur à xénon, et photons γ de 800 KeV détectés par compteur à paroi de plomb, en utilisant un amplificateur à coïncidences construit par le Commissariat à l'Energie Atomique et ayant un temps de résolution de $3,9 \cdot 10^{-7}$ s. Nous avons observé un nombre de coïncidences vraies égal à $(-5 \pm 4) \cdot 10^{-3} \text{ mn}^{-1}$ alors que si les photons étaient émis en cascade avec une période inférieure au temps de résolution, le nombre de coïncidences aurait dû être de $(7 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ mn}^{-1}$.

Enfin le niveau hypothétique d'énergie E a une trop faible probabilité d'excitation pour qu'on puisse supposer qu'il est excité directement par la désintégration α : en effet, d'après Zajac et al., les photons L sont émis en un temps inférieur à 10^{-4} s. après les rayons α ; la période de la transition γ entre le niveau E et le niveau fondamental doit donc être inférieure à 10^{-4} s., ce qui signifie que la différence des moments angulaires entre ces niveaux est inférieure à 3; la formule de Gamow indique alors que la probabilité d'excitation est supérieure à 5 o/o. Or, l'intensité du rayonnement L montre que cette probabilité est au plus de 10^{-3} .

Il semble donc que la raie γ de 800 KeV soit la seule émise au cours de la désintégration. En tout cas, l'existence d'une autre raie γ qui aurait pu échapper à l'observation ne pourrait modifier nos conclusions sur l'origine des photons K et L.

Si on admet que le rayonnement de 800 KeV est un rayonnement E(2), le nombre par désintégration de photons K dus à la conversion interne est égal à :

$$n_{K_{ci}} = n_{\gamma} \alpha_K W_K = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \times 9 \cdot 10^{-3} \times 0,95 = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$$

où $\alpha_K = 9 \cdot 10^{-3}$ est le coefficient de conversion interne dans la couche K pour un rayonnement E(2) (R6) et $W_K = 0,95$ le rendement de fluorescence dans la couche K (C3). De même le nombre par désintégration de photons L dus à la conversion est égal à :

$$n_{L_{ci}} = n_{\gamma} \alpha_K W_L \left(1 + \frac{L}{K} \right) = (7,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-8}$$

en utilisant le rapport $\frac{L}{K} = \frac{1}{3,7}$ déterminé par Alburger et Friedlander.

La conversion interne n'explique donc qu'une très faible partie du rayonnement K (8 o/o) et du rayonnement L (0,03 o/o) observés.

2° *Excitation par les rayons α d'atomes de plomb présents initialement dans la source* : M. Conte a dosé par la méthode colorimétrique le plomb que pouvait contenir la deuxième source de polonium que nous avons utilisée ; il a montré ainsi que cette source contenait moins d'un microgramme de plomb. Cette quantité est absolument insuffisante pour expliquer l'émission des rayonnements K et L par l'excitation d'atomes de plomb présents initialement dans la source.

En effet, Bothe et Franz (B11), I. Curie et F. Joliot (C10) ont déterminé le nombre n_K de photons K émis par rayon α du polonium complètement absorbé dans des éléments de numéro atomique Z compris entre 12 et 34. Leurs résultats et le nôtre pour $Z=47$ ($2 \cdot 10^{-5}$ photons K de l'argent par rayon α absorbé) permettent d'établir la formule empirique suivante :

$$\log_{10} \frac{n_K}{W_K} = 1,50 - 0,13Z = 1,50 - 1,17\sqrt{E_K}$$

où W_K est le rendement de fluorescence dans la couche K et E_K son énergie de liaison. Les résultats des mêmes auteurs pour $Z \leq 83$ permettent d'établir une formule analogue concernant les photons L :

$$\log_{10} \frac{n_L}{W_L} = 1,80 - 0,051Z.$$

En admettant que le microgramme de plomb est réparti uniformément dans la source et que le nombre de photons produits par unité de longueur sur une trajectoire α varie proportionnellement au carré du parcours restant (Bothe et Franz), le calcul montre que notre source devrait émettre par ce processus $5 \cdot 10^{-13}$ photons K et $2 \cdot 10^{-7}$ photons L de Pb, ce qui est absolument négligeable devant les intensités observées. Cette même source contenant deux microgrammes de polonium, les intensités des raies K et L de Po sont également négligeables.

3° *Nous devons donc admettre que la majeure partie des rayonnements K et L du plomb sont dus à l'excitation des atomes qui viennent de subir la désintégration α , par un phénomène directement lié à celle-ci, autre que la conversion interne.*

D'après nos résultats, la probabilité d'excitation de la couche K suivant ce processus est égal à :

$$p_K = \frac{n_K - n_{Kci}}{W_K} = \frac{(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}}{0,95} = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$$

et la probabilité d'excitation de la couche L est :

$$p_L = \frac{n_L - n_{Lci}}{W_L} - n_{K \rightarrow L} \simeq \frac{n_L}{W_L} = \frac{(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}}{0,40} = (6,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$$

où $n_{K \rightarrow L}$ est le nombre d'excitations de la couche L due aux désexcitations de la couche K.

Rubinson et Bernstein (R12) étaient arrivés à la même conclusion pour l'origine du rayonnement L. Les résultats récents de Barber et Helm (B2) qui ont observé $(2,00 \pm 0,38) 10^{-6}$ photons K/ α ⁽¹⁾ conduisent à une probabilité $p_K = 2,1 \cdot 10^{-6}$. D'autre part, les résultats plus anciens d'I. Curie et F. Joliot (C10) conduisent à des probabilités d'excitation des couches L et M :

$$p_L = 10^{-3} \quad \text{et} \quad p_M = 2,5 \cdot 10^{-2}.$$

Deux phénomènes pourraient expliquer l'excitation du cortège électronique lors de l'émission α :

1° L'ionisation interne provoquée par le passage de la particule dans le cortège de l'atome qui vient de subir la désintégration, phénomène dont la probabilité a été calculée par Migdal (M5) et Levinger (L10) ⁽²⁾.

2° L'auto-ionisation provoquée par le réarrangement du cortège à la suite de la diminution de charge du noyau.

Ces phénomènes d'ionisation, outre l'émission de raies X, doivent se manifester :

1° par l'émission d'électrons, ce qui pourrait expliquer l'observation par Grace et al. (G5) d'électrons énergiques d'intensité $(1,2 \pm 0,3) 10^{-6}/\alpha$, électrons que ces auteurs assimilaient aux électrons de conversion de la raie γ de 800 KeV alors que l'intensité de ceux-ci devrait être nettement plus faible — $1,7 \cdot 10^{-7}/\alpha$;

2° par une déformation des raies α avec apparition d'une bande du côté des basses énergies, comportant des discontinuités aux énergies $E - W_i$ ou W_i d'énergie de liaison d'une couche du cortège. L'observation de ce phénomène paraît difficile si on considère les limitations actuelles de la spectrographie magnétique α .

4. Retour sur le schéma de désintégration. — Les expériences de de Benedetti et Minton ont établi que le rayonnement γ de 800 KeV est un rayonnement quadripolaire électrique ; ce rayonnement γ paraît être le seul émis au cours de la désintégration. On doit alors admettre que le niveau excité de 800 KeV du noyau $^{206}_{82}\text{Pb}$ a un moment angulaire égal à 2 et même parité que le niveau fondamental, ce qui est en conformité avec la règle pour le premier niveau excité des noyaux paires-paires. On est en effet tenté d'assimiler le niveau de 800 KeV au premier niveau excité, puisqu'il est probable qu'aucun

⁽¹⁾ Ces auteurs donnent en réalité $p_K = (1,4 \pm 0,35) 10^{-6}$ mais ils ont surestimé la contribution de la conversion interne.

⁽²⁾ BARBER et HELM (B2) signalent que l'accord est satisfaisant avec les résultats de MIGDAL sur p_K .

autre niveau n'est excité lors de la désintégration α et que celle-ci favorise les niveaux de plus faible énergie. Les nombreuses raies observées par Alburger et Friedlander (A6) lors de la désintégration $^{206}_{83}\text{Bi} \xrightarrow{\text{C.K.}} ^{206}_{82}\text{Pb}$ seraient dues à des transitions entre niveaux d'énergie d'excitation supérieure à 800-KeV.

D'après les résultats expérimentaux la probabilité d'excitation par la désintégration α du niveau de 800 KeV est égale à :

$$N_{\gamma}(i + \alpha_K + \alpha_L + \dots) \simeq N_{\gamma} = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}.$$

La formule de Gamow conduit à une valeur nettement inférieure : $7,2 \cdot 10^{-6}$ pour $j=2$.

IV. — Désintégration $^{231}_{91}\text{Pa} \rightarrow ^{227}_{89}\text{Ac}$ (3,4.10⁴a).

1. **Rappel des travaux antérieurs.** — L. Meitner (M3) a étudié dès 1928 le spectre magnétique des électrons émis par le protactinium 231 : elle observait de nombreuses raies électroniques permettant de conclure à l'existence d'au moins trois raies γ de 94,9, 294 et 323 KeV (voir Ro) et peut-être aussi de deux autres raies moins intenses de 352 et 364,6 KeV. E. Haggstrom (H1) a repris l'étude par spectrographie magnétique et retrouvé les mêmes résultats ; en plus ses clichés indiquent l'existence de raies intenses vers 50 KeV, que l'auteur ne signalait pas.

J. Teillac (T4 et T5) a étudié récemment les électrons par la méthode de Wilson et il observe trois groupes de 24, 36 et 46 KeV qu'il interprète comme les raies de conversion de raies γ de 41 et 66 KeV. Plus récemment, Falk-Vairant (communication privée) vient de reprendre l'étude des électrons de conversion de faible énergie : par spectrographie magnétique, il conclut à l'existence de trois raies γ d'énergie 37,6, 63,5 et 98 KeV environ, et peut-être d'une raie à 57,4 KeV.

D'autre part, Studier (cité dans S8) a observé par absorption dans le plomb un rayonnement γ de 308 KeV. Scharff-Goldhaber et Mac-Known (S7) ont isolé par compteur proportionnel et écrans sélectifs une raie γ de 27 KeV.

Enfin, l'étude de la structure fine α faite par Rosenblum, Cotton et Bouissières (R10 et C11) montre bien la complexité de la désintégration $\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$. Ces auteurs observent les six raies suivantes :

Diff. d'énergie en KeV.	0	40	107	209	329	391
Avec la raie fondamentale. (5 042 KeV)						
Int. rel. (o/o)	11	47	25	3	11	1 à 3

2. **Etude des rayonnements γ et X.** — Pour mieux connaître la désintégration $\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$ qui se révèle comme assez complexe, il est néces-

saire d'avoir des données directes sur les rayonnements électromagnétiques émis. Nous avons cherché (R4) à étudier par absorption simple et sélective l'ensemble du spectre γ et X et en particulier à déterminer les intensités absolues des diverses raies γ . Nous avons utilisé comme détecteurs soit un compteur en bout à xénon surtout sensible aux rayonnements de faible énergie, soit un compteur cylindrique en magnésium de 0,1 mm. entouré d'une feuille de plomb de 180 mg./cm², pour les rayonnements énergiques. Le rayonnement β est éliminé par un champ magnétique de 1 700 gauss, ou par des écrans.

Nous avons disposé de deux sources, l'une contenant 0,42 mg. de Pa, l'autre 2,1 mg., soit respectivement de 0,019 et 0,098 mc. Ces sources, préparées par G. Bouissières, étaient constituées d'oxyde de protactinium presque pur, soigneusement privé des dérivés radioactifs, si bien que pendant la durée de notre étude, un mois environ, les rayonnements γ émis étaient seulement ceux de ²³¹Pa. La méthode de purification, très laborieuse, a été exposée récemment par Bouissières et Haissinsky (B12).

Les courbes d'absorption dans le cuivre et le plomb obtenues avec ces deux sources permettent de séparer les composantes suivantes :

Coef. d'abs. en {	Pb . . .	0,375	4,8	—	—
cm ² /g. {	Cu . . .	0,11	0,75	14,4	72
Energie en KeV		300 $\pm$ 10	100 $\pm$ 10	27	15

Pour préciser l'énergie des raies au-dessous de 110 KeV, nous avons employé la méthode d'absorption sélective. L'étude avec des écrans de 350 mg. : cm² composés des éléments 92, 90, 83, 82, 81 et 80 permet d'isoler deux groupes d'énergie comprise entre les discontinuités K de 90 et 83, 82 et 81 soit $100 \pm 9,5$ KeV et $86,8 \pm 1,2$ KeV. Le premier groupe peut comprendre, d'une part, la raie γ de 94,9 KeV indiquée par Meitner, d'autre part, les raies $K\alpha_1$ (91 KeV), $K\beta_3$ (102 KeV), $K\beta_1$ (103 KeV) et $K\beta_2$ (106 KeV) de l'actinium, élément formé par la désintégration ; le deuxième groupe correspondrait à la raie $K\alpha_2$ (88 KeV) ; ces raies K doivent être excitées par la conversion interne des raies γ d'énergie supérieure à la discontinuité K de l'actinium (107 KeV).

Nous avons cherché à mettre en évidence les raies de 37,6 et 63,5 KeV suggérées par l'étude des électrons de conversion. Ces raies n'apparaissent pas sans doute parce que leur intensité est trop faible. L'étude avec les éléments 42 à 56 (écrans de 70 mg. : cm²) ne laisse apparaître qu'une raie intense entre les discontinuités K des éléments 48 et 50, raie qui avait été mieux isolée par Scharff-Goldhaber et Mac Known avec les éléments 48 et 49 ($27,3 \pm 0,6$ KeV).

Enfin pour analyser le rayonnement de 15 KeV nous avons étudié l'absorption dans les éléments 29 à 40 (écrans de 7 à 15 mg. : cm²), ce qui a permis d'observer des raies se plaçant entre les disconti-

nuités K des éléments 33 et 34 d'une part, 34 et 38 d'autre part, soit en énergie $12,27 \pm 0,42$ KeV et $14,45 \pm 1,75$ KeV. Le premier groupe peut être constitué par les raies $L\alpha$ de l'actinium, le deuxième par les raies $L\beta$, ces raies étant émises à la suite de l'excitation de la couche L par conversion interne. Mais l'examen du schéma de désintégration conduit à prévoir l'existence d'une raie γ de 13 ou 15 KeV qui peut se placer dans l'un ou l'autre groupe.

En tenant compte comme dans les autres études de l'intensité des sources, du rendement des compteurs, de l'angle solide et de l'absorption des rayonnements dans la matière, on peut déterminer pour chaque rayonnement le nombre de photons émis par désintégration. Le tableau IV indique les résultats obtenus :

TABLEAU IV.

Nombre de photons par 100 dés. des rayonnements γ et X émis par ^{231}Pa .

Rayonnement .	300 KeV	100 KeV	27 KeV	15 KeV
Intensité . . .	4 ± 1	$2,5 \pm 0,5$	9 ± 2	36 ± 5

Nous avons vu que les deux composantes de 100 KeV et de 15 KeV sont complexes ; les résultats de l'absorption sélective permettent de fixer le rapport des intensités des groupes séparés. En tenant compte de la variation de rendement du compteur, on obtient :

$$14,45 \pm 1,75 \text{ KeV} : 12,27 \pm 0,42 \text{ KeV} = 1,2 \pm 0,4$$

$$100 \pm 10 \text{ KeV} : 87,0 \pm 1,2 \text{ KeV} = 2,5 \pm 0,8.$$

3. Discussion. — En comparant l'énergie des raies α et γ , E. Cotton (C11) a proposé le schéma représenté par la figure 8 pour schéma des niveaux du noyau $^{227}_{89}\text{Ac}$ formé par la désintégration de $^{231}_{91}\text{Pa}$.

La comparaison entre les intensités des divers rayonnements est rendue difficile par le fait que des raies γ peuvent être mélangées aux rayonnements K et L et par le manque de données sur les intensités absolues des différentes raies électroniques. On peut arriver à certaines conclusions en tenant compte de l'égalité qui doit exister entre la probabilité d'excitation d'un niveau, et la somme des nombres par désintégration de photons et d'électrons émis au cours des transitions à partir de ce niveau. En utilisant les divers résultats expérimentaux,

on obtient les résultats suivants concernant les valeurs des coefficients de conversion interne.

Ray. (KeV).	351	323	294	95	66	40	27
Coef. c. i. .	$\alpha_K \geq 1$	$\alpha_K \geq 0,3$	$\alpha_K \geq 0,4$	$\alpha_L \geq 4$	$\alpha_L \geq 6$	$\alpha_L \geq 24$	$\alpha_L < 4$

Ces résultats ainsi que ceux de Prohaska (P7) sur les coïncidences α - γ et α -électrons de conversion montrent que les rayonnements de 323 et 294 KeV sont des rayonnements de faible polarité [$M(1)$ ou $M(1) + E(2)$] et que le rayonnement de 95 KeV est sans doute un rayonnement $E(2)$.

Il est certain d'autre part que le rayonnement de 27 KeV est anormalement peu converti : les valeurs théoriques de α_L étant 2, $> 10^3$ et 10^2 pour des rayonnements $E(1)$, $E(2)$ et $M(1)$ la probabilité de la transition de 27 KeV (9 ± 2) ($1 + \alpha$) o/o est respectivement 0,27 o/o, 9 000 o/o et 900 o/o, ce qui écarte la possibilité des rayonnements $E(2)$ et $M(1)$ et des rayonnements de polarité supérieure. Le rayonnement γ de 27 KeV serait donc soit un dipôle électrique (contrairement aux règles du chapitre premier), soit un rayonnement avec conversion interne anormalement faible.

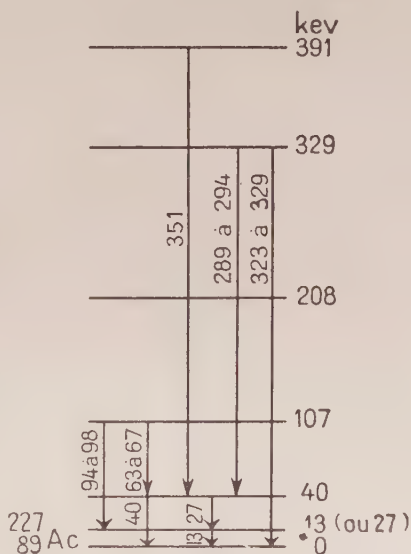


Fig. 8.

Pour terminer soulignons une autre difficulté que soulève la désintégration $\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$. Schuler et Gollnow (S11) ont montré que le moment angulaire des ^{231}Pa dans son état fondamental est égal à $3/2$; Tomkins, Fred et Meggers (T6) viennent de montrer que le moment angulaire de ^{227}Ac dans son état fondamental est lui aussi égal à $3/2$. D'après la théorie de Gamow, la transition α entre les niveaux fondamentaux, qui a la plus grande énergie et pour laquelle $j = 0$, devrait être la plus probable. Or, d'après les mesures de structure fine, cette transition est la moins probable de toutes, 4 fois moins probable en particulier que la transition qui conduit vers le niveau excité de 40 KeV. Nous avons vu au chapitre premier que même si on tient compte des nombres magiques la probabilité d'émission de ^{231}Pa est

très inférieure à celle des autres nuclides ⁽¹⁾. Il faudrait introduire un facteur de réduction de l'ordre de 10^3 , facteur qui correspondrait à une interdiction nucléaire : si on admet que ce facteur varie suivant le niveau formé, on pourrait expliquer l'anomalie. Une comparaison plus qualitative exige une meilleure connaissance théorique de la structure du noyau.

La désintégration $\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$ est donc relativement complexe et soulève des problèmes qui pour être résolus exigent de nouvelles études expérimentales (détermination des intensités absolues des électrons de conversion et de certaines raies γ , coïncidences retardées ou non entre rayons α , photons et électrons, etc.).

CHAPITRE IV

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS γ ET X ACCOMPAGNANT QUELQUES DÉSINTÉGRATIONS β^-

L'étude des filiations dans les trois familles radioactives naturelles a conduit depuis longtemps à admettre que les trois désintégrations :



devaient être des désintégrations β^- . De nombreuses expériences ont été faites pour tenter de mettre en évidence ces spectres β : c'est ainsi que Lee et Libby (L3), utilisant un compteur placé dans un champ magnétique, fixaient comme énergie maximum aux spectres β du RaD et de MTh₁ respectivement 25,5 et 53 KeV. Mais les expériences plus récentes ont montré que les électrons observés étaient des électrons de conversion. Le spectre β du RaD, finalement mis en évidence, a une énergie maximum de 18 KeV, mais il semble bien qu'à l'heure actuelle les électrons des spectres β du MTh₁ et de l'Ac n'aient pas été observés. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier les spectres γ et X émis au cours de ces désintégrations, ainsi que le spectre des électrons de conversion, pour tenter de préciser la nature de ces désintégrations.

(1) Ceci si on fait le calcul avec les données sur la raie α fondamentale ; par contre, le calcul fait avec les données sur la raie conduisant au niveau excité de 329 KeV permet d'obtenir une probabilité du même ordre de grandeur que celles des autres nuclides (C11).

I. — Désintégration $\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2$.

Nous avons étudié en collaboration avec M. Lecoin et Mlle M. Perey (L4) les rayonnements γ et X émis par le MTh_1 . Etant donné la rapidité de la croissance de MTh_2 dans MTh_1 et le grand nombre de photons émis par MTh_2 nous avons dû étudier au préalable les rayonnements γ et X émis par le MTh_2 , spécialement dans la région des basses énergies.

L'étude à la chambre de Wilson du rayonnement électronique du MTh_1 et du MTh_2 faite par M. Lecoin, Mlle Perey et J. Teillac (L5) avait montré que le MTh_1 émet un spectre mou présentant des maxima à 3 KeV, 7 KeV et peut-être 12 KeV, ce qui indiquerait l'existence de plusieurs raies provenant de la conversion interne de raies γ de 20 à 30 KeV. Quant au MTh_2 , il émet en plus du spectre β nucléaire, un spectre électronique mou très intense qui doit provenir de la conversion interne très élevée de plusieurs raies γ .

On sait depuis longtemps que le spectre γ du MTh_2 est complexe : Black (B5 et Ro) a étudié par spectrographie magnétique le spectre électronique et en a conclu à l'existence de raies γ de 57,8, 79,5, 129,1, 183,8, 249,7, 318, 338, 462, 914 et 969 KeV. Pour préciser l'origine des électrons du MTh_1 et du MTh_2 , nous avons étudié les rayonnements γ et X avec deux compteurs G.-M. permettant de mesurer simultanément deux zones d'énergies différentes, un des compteurs, compteur en bout à xénon, sensible aux photons peu énergiques, l'autre, compteur cylindrique de magnésium (0,1 mm.) entouré d'une feuille de plomb de 535 mg./cm², sensible aux rayonnements γ énergiques. Les deux compteurs sont placés de part et d'autre de la source et protégés par des canaliseurs en plomb. La préparation des sources a été exposée dans L4.

1. Etude des rayonnements γ et X du MsTh_2 . — Les courbes d'absorption dans le cuivre obtenues avec une source de 80 mc et le compteur à xénon permettent de distinguer deux composantes de coefficient d'absorption 0,08 cm²/g. (460 KeV) et de 64,5 cm²/g. (15,5 KeV). La première composante a une énergie qui correspond assez bien à l'énergie moyenne des raies énergiques de 300 à 900 KeV observées par spectrographie magnétique. L'analyse par absorption sélective montre que la deuxième composante est constituée essentiellement par les raies L de Th, raies provenant de l'excitation par conversion interne. L'intensité que nous avons obtenue ($0,30 \pm 0,06$ photons par désintégration) et l'intensité des électrons mous observés à la chambre de Wilson (L5) sont en faveur de cette hypothèse.

Quant à la composante énergétique, les mesures avec le compteur

en bout et le compteur à paroi de plomb indiquent que le nombre de photons est voisin de deux par désintégration.

2. Etude des rayonnements γ et X du MTh_1 . — Il s'écoule une dizaine de minutes entre la séparation de MTh_2 et le début des mesures; d'autre part le MTh_2 croît rapidement avec la période de 6,13 h. et son rayonnement très intense, comme nous venons de le voir, devient prépondérant. Pour observer la part du rayonnement qui revient au MTh_1 nous avons donc dû suivre pour chaque écran l'évolution au cours du temps du nombre N d'impulsions par minute dans les compteurs : si le rayonnement de MTh_1 produit un nombre N_1 et celui de MTh_2 un nombre N_2 quand l'équilibre est établi, on aura :

$$N = N_1 + N_2(1 - e^{-\lambda_2 t}) = N_1 + N_2 \lambda_2 t$$

si $t < 30$ minutes, t étant le temps écoulé depuis la séparation et λ_2 la constante radioactive de MTh_2 . Les courbes d'évolution pour les différents écrans sont donc des droites dont l'ordonnée à l'origine donne N_1 . Les différentes valeurs de N_1 obtenues en utilisant le compteur à xénon avec une source de 0,18 mc et divers écrans de cuivre permettent d'attribuer à MTh_1 une composante de coefficient d'absorption $71 \text{ cm}^2/\text{g.}$ (15 KeV). En utilisant des écrans sélectifs on voit que la majeure partie de cette composante est due au rayonnement L de l'actinium ou du thorium. Comme le MTh_1 se désintègre en $\text{MTh}_2(\text{Ac})$ il est vraisemblable qu'il s'agit des raies L de Ac. Les mesures faites avec deux sources d'intensité connue montrent que l'intensité de ce rayonnement est $(4 \pm 1,5) 10^{-2}$ photons par désintégration.

Par ailleurs, les courbes obtenues en filtrant le rayonnement par divers écrans de plomb et en le détectant par le compteur à paroi de plomb sont des droites passant toutes par l'origine ce qui montre que le MTh_1 n'émet pas de rayonnement γ pénétrant avec une intensité notable (< 1 photon par 100 dés.) et que la séparation laisse moins de 0,2 o/o de MTh_2 dans MTh_1 .

L'étude à la chambre de Wilson (L5) conduit à penser qu'il y a émission d'électrons de conversion : le rayonnement L mis en évidence serait donc dû au réarrangement du cortège. En tenant compte du rendement de fluorescence dans la couche L, égal à $0,40 \pm 0,04$ (voir R5), l'intensité des électrons L devrait être :

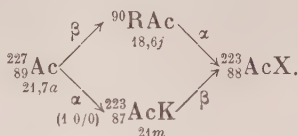
$$\frac{(4 \pm 1,5) 10^{-2}}{0,40 \pm 0,04} = (10 \pm 4) 10^{-2}.$$

On observe $15 \cdot 10^{-2}$ à la chambre de Wilson; l'écart peut s'expliquer par l'existence d'électrons de conversion dans la couche M et d'électrons Auger.

Nous avons cherché à isoler la raie (ou les raies) γ dont on observe la conversion, dont l'énergie doit être voisine de 30 KeV d'après celle des électrons de conversion. Les essais avec différents écrans sélectifs n'ont donné aucun résultat concluant, sans doute à cause de la trop faible intensité de la raie γ , intensité qui peut être très inférieure à 10^{-2} ph./dés. d'après la valeur $\alpha_L = 80$ pour un rayonnement $M(1)$. Malgré la non-observation de rayonnement γ , les mesures sur les électrons et les photons conduisent à penser qu'il y a dans la transmutation $MTh_1 \rightarrow MTh_2$ formation d'un état excité de 30 KeV environ avec une probabilité de l'ordre de 15 o/o. Mais on devrait alors observer un spectre β d'énergie maximum d'au moins 30 KeV, dans 85 o/o des désintégrations; en fait ceci est exclu par les expériences à la chambre de Wilson.

II. — Désintégrations $Ac \rightarrow RAc$ et $AcK \rightarrow AcX$.

Nous avons étudié en collaboration avec M. Lecoïn, Mlle M. Perey et J. Teillac (L6) les rayonnements électroniques γ et X émis au cours des désintégrations de l'actinium et l'actinium K :



Une étude antérieure, faite à la chambre de Wilson par M. Lecoïn et Mlle Perey (L7), avait montré que lors de la désintégration $Ac \rightarrow RAc$ des électrons de 10 à 20 KeV sont émis avec une intensité de 8 électrons par 100 désintégrations. L'étude des rayonnements γ et X faite ensuite par M. Lecoïn, Mlle M. Perey et Tsien San-Tsiang (L8) avec une chambre d'ionisation avait mis en évidence un rayonnement de 37 KeV de faible intensité (0,27 photons par 100 désintégrations) et un rayonnement L ou γ de 15 KeV très intense (37 photons par 100 désintégrations).

Il s'avérait difficile d'établir avec ces résultats un schéma de désintégration satisfaisant pour l'actinium. Aussi nous avons repris l'étude de ces rayonnements en bénéficiant d'une part de nouvelles techniques de préparation de sources d'Ac beaucoup plus concentrées (voir L6) et d'autre part la plus grande sensibilité des compteurs G.-M. par rapport aux chambres d'ionisation. Le dispositif expérimental était le même que celui utilisé dans l'étude sur MTh_1 et MTh_2 .

Les mesures d'absorption dans Cu et Pb, durant 1 heure environ et faites 3 heures après la purification (de façon à réduire au maximum la concentration de AcX + dérivés) sur des sources Ac + AcK

de 0,5 à 4 mc, ont permis de séparer quatre composantes de 240, 60, 35 et 14,3 KeV. Par absorption sélective nous avons pu séparer deux raies γ , celle de $36,8 \pm 0,7$ KeV déjà isolée (L8) et une raie nouvelle de $48,6 \pm 1,6$ KeV. Quant au rayonnement de 14,3 KeV il est composé essentiellement des raies L du thorium.

Par ailleurs nous avons pu étudier les rayonnements γ et X de l'AcK, malgré sa courte période (21 mn.), en préparant une dizaine de sources. Les courbes d'absorption dans Cu et Pb permettent de séparer trois composantes de 330, 50 et 14,5 KeV. L'analyse par absorption sélective montre que l'on doit attribuer à AcK la raie de 48,6 KeV isolée sur Ac + AcK et un spectre L, vraisemblablement celui du radium (le spectre L de Th observé avec Ac + AcK doit être attribué à Ac). La composante de 330 KeV avait été précédemment observée (voir P2).

L'étude de l'évolution avec le temps de l'activité γ d'une source Ac + AcK montre que tous les rayonnements isolés sont attribuables à Ac + AcK et non aux dérivés. Il reste cependant un doute sur la composante de 300 KeV dont il est possible qu'une partie puisse être attribuée à Ac; son intensité montre qu'on peut l'attribuer à la désintégration α Ac $\rightarrow$ AcK.

Les résultats sur les intensités absolues des divers rayonnements en nombre de photons par 100 dés. sont reportés sur le tableau I :

Discussion. — En ce qui concerne l'AcK la très grande intensité

TABLEAU I

Ac	Raies L 5 ± 1	γ 37 KeV $0,22 \pm 0,04$	γ 300 KeV (?) 0,2
AcK	Raies L 25 ± 7	γ 48 KeV 27 ± 5	γ 330 KeV 6 ± 3

des rayonnements γ confirme l'examen fait à la chambre de Wilson (B3) montrant que le spectre β ($E_{\max} = 1,2 \pm 0,1$ MeV) est complexe; si on tient compte du rayonnement L on voit que le niveau de 49 KeV a une probabilité d'excitation voisine de 1.

En ce qui concerne l'actinium, il est possible d'expliquer la majeure partie du rayonnement L et du rayonnement électronique mis en évidence à la chambre de Wilson (L6), par la conversion interne du rayonnement γ de 37 KeV. L'intensité des photons L, conduisant à 12 ± 3 électrons L par 100 dés., et l'intensité des électrons directement observée sont en bon accord. D'après nos résultats le coefficient de conversion interne dans la couche L est égal à

60 ± 15 ce qui correspond à un dipôle magnétique (valeur théorique 80); d'autre part la probabilité d'excitation du niveau nucléaire de 15 KeV doit être voisine de 15 o/o. Ce niveau est donc excité lors de la désintégration $\text{Ac} \xrightarrow{\beta} \text{RAc}$, la désintégration $\text{Ac} \xrightarrow{\alpha} \text{AcK}$ ne se produisant que dans 1,1 o/o des cas. Dans 85 o/o des désintégrations β on devrait donc observer un spectre β d'énergie maximum 37 KeV au moins. Comme dans le cas de la désintégration $\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2$, ce spectre n'a pas été observé.

III. — Discussion sur les désintégrations

$\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2$ et $\text{Ac} \rightarrow \text{RAc}$.

Comparaison avec la désintégration $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$.

Malgré sa complexité, la désintégration $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$ commence à être bien connue. Un grand nombre de travaux ont été faits sur les rayons γ (T_1 , T_2 , S_1 , voir aussi F8) et sur les électrons de conversion (C_1), montrant l'émission des raies γ suivantes : 46,7, 43, 37, 32, 23,3 et 7,3 KeV, en outre le RaD émet le rayonnement L du plomb (T_1 , F_2 et F_3).

En étudiant les électrons à la chambre de Wilson, Richardson et Leigh Smith (R13) avaient montré que le RaD émet un spectre β d'énergie maximum 16 KeV, moins de 3 o/o d'électrons du spectre ayant une énergie supérieure à 13 KeV et environ 57 o/o une énergie inférieure à 4 KeV. Sans doute à cause de leur incertitude ces résultats étaient tombés dans l'oubli, mais tout récemment Bannerman et Curran (B13) ont étudié par compteurs à scintillation les coïncidences entre les rayons β et les rayons γ de 46,7 KeV et montré que le spectre β avait une énergie maximum de 18 ± 2 KeV et sans doute une forme de transition permise. Inch, Balfour et Cuvran (Io) confirmaient ces résultats en montrant avec un compteur proportionnel que l'énergie de la désintégration est $64,5 \pm 2,5$ KeV et l'énergie de la transition β $18 \pm 2,5$ KeV, le spectre ayant une forme permise; ils observaient en outre un grand nombre de raies électroniques entre 5 et 25 KeV. Un peu auparavant Falk-Vairant, Teillac et Victor (F10) étudiaient les coïncidences entre électrons et montraient que 90 o/o des électrons du spectre devaient avoir une énergie inférieure à 8 KeV.

Bannerman et Curran ont observé des coïncidences entre photons dans la région 16 à 30 KeV avec un maximum vers 23 KeV (1). Ils

(1) Nous avons observé également des coïncidences entre photons avec deux compteurs à xénon et un amplificateur à coïncidences dont le temps de résolution est $3 \cdot 10^{-7}$ s., mais nous n'avons pas étudié leur distribution

proposent le schéma de désintégration représenté sur la figure 9. La transition β de 65 KeV entre niveaux fondamentaux n'a pas été observée; si elle existe elle représente moins de 20 o/o des désintégrations.

Par analogie avec le RaD on est tenté d'établir pour MTh₁ et Ac les schémas représentés sur la figure 9. Mais ces schémas conduisent à admettre que la transition β entre états fondamentaux se fait avec une énergie d'au moins 30 KeV et une probabilité de 85 o/o environ. Or, un tel spectre aurait dû être observé expérimentalement puisque, d'après les calculs de Mme Benoist, 70 o/o des électrons devraient avoir une énergie supérieure à 5 KeV (limite présumée d'observation dans la chambre de Wilson), 20 à 50 o/o une énergie supérieure à 10 KeV.

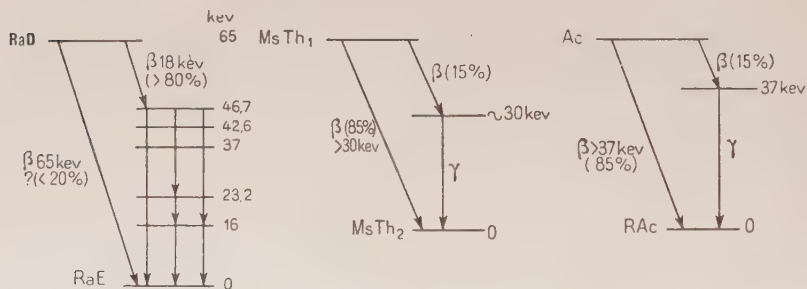


Fig. 9

On ne peut sans doute pas expliquer la non-observation de ces spectres par une déformation inattendue de leur forme : les résultats sur le RaD montrent qu'un spectre d'aussi basse énergie n'a pas une forme extrêmement différente de celle des spectres habituels.

Par contre, il est compréhensible que la partie des spectres β d'Ac et de MTh₁ qui conduit aux niveaux excités ne soit pas observée : Mme Benoist a calculé que dans une transition permise la valeur des périodes ($\sim 10^9$ s.) conduit à une énergie maximum de 4 à 10 KeV. Mais, contrairement au cas du RaD, dans ceux de l'Ac et du MTh₁ ces spectres partiels doivent être peu intenses, 15 o/o au lieu de 80 o/o. La détermination de la proportion de 15 o/o, à la fois par les électrons de conversion et le rayonnement L ne comporte sans doute pas une erreur telle qu'on puisse l'augmenter jusqu'à 60 ou 80 o/o, ce qui serait nécessaire pour expliquer la non-observation des spectres

en fonction de l'énergie. Il faut remarquer dans les travaux de Bannerman et Curran que les coïncidences avec des photons de 16 KeV ne sont pas obligatoirement dues à une raie γ de 16 KeV, il peut y avoir coïncidences entre photons γ et photons du spectre L.

conduisant aux niveaux fondamentaux. On pourrait aussi atteindre une proportion élevée en admettant (L8) qu'à partir des niveaux excités sont émises plusieurs raies γ en cascade, d'énergie insuffisante pour exciter la couche L : mais ces raies devraient être très intenses et notablement converties et il est peu probable que les électrons de conversion aient pu échapper à l'observation (¹).

On a pu penser que le phénomène de création e (Do, Y₂) pourrait expliquer l'absence de ces spectres β : mais les calculs théoriques conduisent à des périodes trop longues, d'autre part, le phénomène de création e devrait être prépondérant dans le cas du RaD dont la transition β observée, de 18 KeV, a une énergie inférieure à celles que l'on peut supposer pour Ac et MsTh₁, de l'ordre de 30 KeV, et l'on sait que le rapport $\frac{\text{création } e}{\text{émission } \beta}$ croît quand l'énergie de la transition diminue.

Il semble donc difficile d'expliquer actuellement la non-observation des spectres β de l'Ac et du MsTh₁ : l'étude par compteurs à scintillation des coïncidences entre rayons β et rayons γ ou les mesures par compteur proportionnel, qui ont permis à Curran et ses collaborateurs d'élucider le cas du RaD, apporteraient sans doute des précisions sur ceux de l'Ac et du MsTh₁.

CONCLUSION

1° *En ce qui concerne les désintégrations α Io $\rightarrow$ Ra, RTh $\rightarrow$ ThX et RaF $\rightarrow$ RaG les résultats que nous avons obtenus au cours de l'étude des rayonnements γ et X et les résultats d'autres auteurs sur la structure fine α , les électrons de conversion et les corrélations angulaires α - γ permettent d'aboutir aux conclusions suivantes :*

1) *le premier niveau excité des noyaux pairs-pairs formés par ces désintégrations a un moment angulaire égal à 2 et même parité (paire) que le niveau fondamental.* Bien qu'il puisse subsister une autre interprétation sur la désintégration Io $\rightarrow$ Ra, la comparaison avec la désintégration RTh $\rightarrow$ ThX rend très probable celle-ci. Les données expérimentales et théoriques sur la conversion interne des rayonnements γ de 67 et 83 KeV émis au cours de ces deux désintégrations sont tout à fait compatibles avec cette conclusion : la transition γ entre le premier niveau excité et le niveau fondamental se fait par un rayonnement quadripolaire électrique.

(¹) Toutefois l'observation à la chambre de Wilson d'un grand nombre de photons de basse énergie fournoit une indication, qui reste à vérifier, en faveur de cette hypothèse.

Par contre, les données sur le rapport K/γ dans la désintégration $RaF \rightarrow RaG$ ne sont pas en bon accord avec l'hypothèse d'un quadri-pôle électrique qui semble pourtant confirmée par l'étude des corrélations angulaires α - γ . Cette difficulté est levée si on admet que la majeure partie du rayonnement K du plomb n'est pas excitée par la conversion interne mais par l'ionisation du cortège électronique due à la désintégration α ; de même pour le rayonnement L .

La statistique faite par Goldhaber et Sunyar (Go) montre la généralité de la règle fixant au premier état excité des noyaux pairs-pairs un moment angulaire égal à 2 et une parité paire; sur 28 niveaux actuellement connus, 22 y obéissent, la plupart des exceptions se trouvent dans la région d'isométrie ($30 < Z$ ou $A-Z < 80$). Horie et ses collaborateurs ont récemment examiné cette règle à la lumière du modèle en couches de M. Mayer montrant que, à la lumière des résultats expérimentaux, l'étude de l'interaction entre ces deux nucléons peut aider à préciser la nature des forces nucléaires: par exemple une interaction répulsive de court parcours explique bien les valeurs que prennent les moments angulaires des différents niveaux mais la forme du potentiel choisie par M. Mayer conduit à un espacement incorrect des niveaux.

2) La valeur 2 du moment angulaire du premier niveau excité provoque un désaccord entre la théorie de l'émission α et les résultats expérimentaux sur la structure fine α , confirmés par les intensités des raies γ et électroniques. C'est ainsi qu'on peut calculer par la formule de Gamow le rapport d'intensité $\alpha = \frac{\lambda(E - \Delta E)_{j=2}}{\lambda(E)_{j=0}}$ des deux raies α conduisant au premier niveau excité et au niveau fondamental: comme le montre le tableau ci-dessous ce rapport est trop faible d'un facteur 2 environ [les résultats expérimentaux sont ceux de Rosenblum et ses collaborateurs, sauf pour RaF ; signalons que les résultats obtenus sur les premiers niveaux excités formés au cours des désintégrations $Ra \rightarrow Rn$, $ThX \rightarrow Tn$ conduisent à des conclusions analogues].

Désintégration	E (KeV)	ΔE (KeV)	α (Gamow)	α (exp.)
$Io \rightarrow {}^{226}_{88}Ra$. .	4 760	67	0,14	0,33
$RTh \rightarrow {}^{224}_{88}ThX$.	5 515	83	0,12	0,32
$RaF \rightarrow {}^{206}_{82}RaG$.	5 401	800	$7,210^{-6}$	$1,810^{-5}$

On remarque que le rapport $\alpha(\text{exp.})/\alpha(\text{Gamow})$ varie peu avec E et ΔE : ceci montre que la théorie rend compte avec assez d'exactitude de la variation de α avec l'énergie. Ce serait donc le terme

$\sqrt{z-2}\sqrt{r[1-0,001J(J+1)]}$, de la formule de Gamow, qui provoquerait le désaccord.

La formule de Bethe conduit à un désaccord du même ordre de grandeur. Preston (P^O), suivant qu'il calcule la valeur du rayon des noyaux ^{226}Ra , ^{224}ThX et ^{222}Rn à partir des données sur la transition α vers le niveau fondamental (r_0) ou sur celle vers le premier niveau excité (r_1), obtient des valeurs qui divergent le plus quand $J=2$, ce qui est précisément la valeur correcte. On est donc tenté d'expliquer le désaccord par une variation du rayon nucléaire quand on passe de l'état fondamental à l'état excité. Mais M. Valadarès a fait remarquer que suivant la formule de Preston $r_0 > r_1$ alors que suivant la formule de Gamow $r_0 < r_1$: une révision de la théorie de l'émission α est donc nécessaire et il est possible qu'on puisse lever la difficulté actuelle sans avoir à admettre une variation du rayon suivant l'excitation du noyau.

2° *La complexité de la désintégration $^{231}\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$ ne permet pas d'arriver à des conclusions aussi précises que dans les trois désintégrations précédentes* ; on ne peut fixer la polarité que de quelques raies γ seulement ; il faut signaler la conversion anormalement faible de la raie de 27 KeV. Par ailleurs les valeurs actuelles des moments angulaires des noyaux Pa et Ac dans leur état fondamental (3/2) et les données expérimentales sur la structure fine α sont absolument incompatibles dans la théorie de l'émission α . Il serait nécessaire de reprendre la détermination déjà ancienne de la valeur du moment angulaire de Pa.

3° *Nous avons mis en évidence la formation d'un niveau excité de 30 Kev environ au cours de la désintégration $\text{MsTh}_1 \rightarrow \text{MsTh}_2$ et d'un niveau de 38 Kev au cours de la désintégration $\text{Ac} \rightarrow \text{RAc}$* . Ces deux désintégrations, dont on n'a pas observé le spectre β , peuvent être rapprochées de la désintégration $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$ dont on vient d'observer le spectre β , d'énergie maximum 18 KeV, conduisant à un niveau excité de 47 KeV. Mais alors que ce niveau est excité avec une probabilité supérieure à 80 o/o et sans doute égale à 100 o/o, les intensités des rayonnements électroniques, γ et L que nous avons obtenues, montrent que les probabilités de formation des niveaux de MsTh_2 et RAc sont comprises toutes deux entre 10 et 20 o/o : dans au moins 80 o/o des désintégrations devrait donc être émis un spectre d'énergie maximum au moins égale à celle du niveau excité (soit 30 ou 37 KeV). On n'a observé ce spectre dans aucune des deux désintégrations.

Ce fait semble assez difficile à expliquer par l'hypothèse de la création électronique, qui doit être un phénomène rare, même aux basses énergies, comme le montre l'observation du spectre β du RaD . D'autre part, les différentes données expérimentales, sans être décisives, sont assez peu en faveur de l'émission de plusieurs raies en cascade à partir des niveaux excités, ce qui aurait pour effet d'augmenter

leur probabilité de formation. De nouvelles expériences sont donc nécessaires pour résoudre les problèmes posés par les désintégrations $\text{MsTh}_1 \rightarrow \text{MsTh}_2$, $\text{Ac} \rightarrow \text{RAc}$.

BIBLIOGRAPHIE

- A1. R. ARNOULT. — *Ann. de Phys.*, 1939, **12**, 241.
 A2. G. ALBOUY, H. FARRAGGI, M. RIOU et J. TEILLAC. — *C. R.*, 1949, **229**, 435.
 A3. G. ALBOUY et J. TEILLAC. — *C. R.*, 1951, **232**, 326.
 A4. G. ALBOUY et J. TEILLAC. — *C. R.*, 1950, **230**, 945.
 A5. G. ALBOUY, P. FALK-VAIRANT et J. TEILLAC. — Communication privée.
 A6. D. E. ALBURGER et G. FRIEDLANDER. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 523.
 B1. H. A. BETHE. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1937, **9**, 69 et 245.
 B2. W. C. BARBER et R. H. HELM. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 275.
 B4. R. BOUCHEZ. — *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 415.
 B5. BLACK. — *Proc. Roy. Soc.*, 1924, A **106**, 632.
 B6. M. BACHELET et P. SAVEL. — *Cah. de Phys.*, 1944, **19**, 51.
 B7. W. BOTHE. — *Z. Phys.*, 1935, **96**, 607 et 1936, **100**, 273.
 B8. S. DE BENEDETTI et E. H. KERNER. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 122.
 B9. BENOIST, BOUCHEZ, FABRE, MARTY, NATAF et RATIER. — *Sur quelques règles pour la détermination des schémas de niveaux nucléaires*, 1951, Paris.
 B10. J. K. BELING, B. T. FELD et I. HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 155.
 B11. W. BOTHE et H. FRANZ. — *Z. f. Phys.*, 1928, **52**, 466.
 B12. G. BOUSSIÈRES et M. HAÏSSINSKY. — *Bull. Soc. Chim. France*, 1951, **18**, 146 et 557.
 B13. R. C. BANNERMAN et S. C. CURRAN. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 134.
 B14. S. DE BENEDETTI et G. H. MINTON. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 944.
 C0. D. CURIE. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 941.
 C1. L. CRAMBERG. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 155.
 C2. CARR. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 62.
 C3. A. COMPTON et S. ALLISON. — *X rays in theory and experiment*, 1934, New-York.
 C4. Y. CAUCHOIS et H. HULUBEI. — *Longueurs d'onde des émissions X et des discontinuités d'absorption X*, 1947, Paris.
 C5. Y. CAUCHOIS. — *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 113.
 C7. S. C. CURRANT, T. ANGUS et A. L. COCKROFT. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 36.
 C8. J. CHADWICK et A. S. RUSSEL. — *Proc. Roy. Soc.*, 1913, A **88**, 217.
 C9. I. CURIE. — *C. R.*, 1948, **227**, 1225 et *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 381.
 C10. I. CURIE et F. JOLIOT. — *J. Phys. Rad.*, 1931, **2**, 20.
 C11. E. COTTON. — *Ann. de Phys.*, 1951, **6**, 481.
 C12. W. Y. CHANG. — *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 60.
 C13. W. Y. CHANG. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1195.
 C14. A. COCHE, H. FARRAGGI, P. AVIGNON et M. HAÏSSINSKY. — *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 205.
 D0. R. DAUDEL, M. JEAN et M. LECOIN. — *J. Phys. Rad.*, 1947, **8**, 238.
 F1. M. FRILLEY. — *C. R.*, 1938, **206**, 1013.
 F2. M. FRILLEY et TSIEN SAN-TSIANG. — *C. R.*, 1945, **220**, 144.
 F3. M. FRILLEY, B. G. GOKHALE et M. VALADARÈS. — *C. R.*, 1951, **232**, 50 et 157.

- F4. FLAMMERSFELD. — *Zeits. f. Phys.*, 1939, **114**, 227.
 F5. FOWLER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1930, A **129**, 1.
 F6. P. FALK-VAIRANT et J. TEILLAC. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 659.
 F7. P. FALK-VAIRANT. — Communication privée.
 F8. N. FEATHER. — *Nucleonics*, juil. 1949, 22.
 F9. N. FEATHER et RICHARDSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 452.
 F10. P. FALK-VAIRANT, J. TEILLAC et C. VICTOR. — *C. R.*, 1951, **233**, 1025 et *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 143.
 G0. M. GOLDBERGER et A. W. SUNYAR. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 906.
 G1. H. GELLMAN, B. A. GRIFFITH et J. P. STANLEY. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 866 et 1952, **85**, 944.
 G2. GRAY. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1931, **27**, 103.
 G3. GOLDBERGER. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1119.
 G4. G. GAMOW et S. ROSENBLUM. — *C. R.*, 1933, **197**, 1920.
 G5. M. A. GRACE, R. A. ALLEN, D. WEST et H. HALBAN. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 493.
 H0. W. HEITLER. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, **32**, 112.
 H1. E. HAGGSTROM. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 144.
 H2. HORIE, UMEZAWA, YAMAGUCHI et YOSHIDA. — *Progr. Theor. Phys. Japon*, 1951, **6**, 254.
 H3. H. HALL. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1936, **8**, 358.
 I0. G. M. INSCH, J. G. BALFOUR et S. C. CURRAN. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 805.
 J1. J. D. JARVIS et M. A. S. ROSS. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 535.
 K0. I. KAPLAN. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 962.
 K1. B. B. KINSEY. — *Can. Journ. Res.*, 1948, A **26**, 404 et 421.
 K2. KULCHITSKI, LATHYSHEV et BULYGINSKY. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1949, **64**, 57 ; KULCHITSKI. — *Izv. Akad. Nauk. SSSR*, 1949, **13**, 331.
 L2. LEWIS et BOWDEN. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, A **145**, 235.
 L3. D. D. LEE et W. F. LIBBY. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 252.
 L4. M. LECOIN, M. PEREY et M. RIOU. — *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 391.
 L5. M. LECOIN, M. PEREY et J. TEILLAC. — *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 33.
 L6. M. LECOIN, M. PEREY, M. RIOU et J. TEILLAC. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 227.
 L7. M. LECOIN et M. PEREY. — *Cah. de Phys.*, 1944, **20**, 58.
 L8. M. LECOIN, M. PEREY et TSIEN SAN-TSIANG. — *Cah. de Phys.*, 1944, **26**, 10.
 L9. LATHYSHEV, SLIV, BARSHUK et BASHILOV. — *Izv. Akad. Nauk. SSSR*, 1949, **13**, 340.
 M0. MOSZKOWSKI. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1071.
 M1. D. G. E. MARTIN et H. O. W. RICHARDSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **62**, 223.
 M2. L. MEITNER. — *Z. Phys.*, 1928, **52**, 632.
 M3. L. MEITNER. — *Z. Phys.*, 1928, **50**, 15.
 M4. MARSHHAK. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 431.
 M5. A. MIGDAL. — *J. Phys. Theor. Exp. SSSR*, 1941, **4**, 449.
 O1. OUANG TE-TCHAO et J. SURUGUE. — *C. R.*, 1944, **218**, 591.
 P0. M. A. PRESTON. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 865 et 1951, **83**, 476.
 P1. PATTEN. — *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 662.
 P2. M. PEREY et LECOIN. — *C. R.*, 1941, **212**, 893.
 P3. M. PEREY et LECOIN. — *J. Phys. Rad.*, 1939, **7**, 439.
 P4. A. PAPINEAU. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 667.
 P5. I. PERLMAN et I. J. YPSILANTIS. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 30.

- P6. I. PERLMAN, A. GHIORSO et G. T. SEABORG. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 26.
P7. C. A. PROHASKA. — *U. C. R. L.*, 1953, août 1951.
R0. E. RUTHERFORD, J. CHADWICK et C. D. ELLIS. — *Radiations from radioactive substances*, 1930, Cambridge.
R1. J. RATIER. — *Interaction entre le noyau et son cortège électronique*, Paris, 1949, 85.
R2. M. RIOU. — *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**.
R3. M. RIOU. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 185.
R4. M. RIOU. — *C. R.*, 1952, **234**, 1157.
R5. M. RIOU. — *J. Phys. Rad.*, à paraître.
R6. M. E. ROSE, G. H. GOERTZEL, B. I. SPINRAD, J. HARR et P. STRONG. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 79.
R7. S. ROSENBLUM, M. VALADARÈS et J. VIAL. — *C. R.*, 1948, **227**, 1088.
R8. S. ROSENBLUM et M. VALADARÈS. — *C. R.*, 1951, **232**, 501.
R9. S. ROSENBLUM, M. VALADARÈS et M. PÉREY. — *C. R.*, 1949, **229**, 385.
R10. S. ROSENBLUM, E. COTTON et G. BOUSSIÈRES. — *C. R.*, 1949, **229**, 825.
R11. G. RENARD. — *J. Phys. Rad.*, 1948, **9**, 212.
R12. W. RUBINSON et W. BERNSTEIN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 334.
R13. H. O. W. RICHARDSON et A. LEIGH-SMITH. — *Proc. Roy. Soc.*, 1937, **A 160**, 454.
S0. SACHS. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 194.
S1. L. SALGUEIRO et M. VALADARÈS. — *Port. Phys.*, 1949, **3**, 21.
S2. I. S. SHAPIRO. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1950, **72**, 1045 et 1951, **76**, 45.
S3. J. SURUGUE. — *Ann. de Phys.*, 1937, **8**, 484.
S4. J. SURUGUE et TSIEN SAN-TSIANG. — *C. R.*, 1941, **213**, 172.
S5. J. SURUGUE. — *J. Phys. Rad.*, 1942, **3**, 71.
S6. N. S. SCHPINEL et I. V. FORATFONTOV. — *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1950, **72**, 49.
S7. SCHARFF-GOLDHABER et MAC KNOWN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 123.
S8. G. T. SEABORG et I. PERLMAN. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1948, **20**, 636.
S9. E. STAHEL. — *C. R.*, 1932, **194**, 608.
S10. K. SIEGBAHN et H. SLATIS. — *Arkiv. Mat. Ast. Fys.*, 1947, **A 35**, 3.
S11. SCHULER et GOLLNOW. — *Naturwiss.*, 1934, **22**, 511.
T0. TSIEN SAN-TSIANG. — *J. Phys. Rad.*, 1942, **8**, 1 et *C. R.*, 1943, **217**, 865.
T1. TSIEN SAN-TSIANG. — *C. R.*, 1944, **218**, 503.
T2. TSEIN SAN-TSIANG et MARTY. — *C. R.*, 1945, **221**, 177.
T3. J. TEILLAC. — *C. R.*, 1948, **227**, 1227.
T4. J. TEILLAC. — *C. R.*, 1949, **229**, 650.
T5. J. TEILLAC. — *Ann. de Phys.*, 1952, **7**, 396.
T6. F. TOMKINS, M. FRED et W. MEGGERS. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 168.
V1. M. VALADARÈS. — *Ann. de Phys.*, 1934, **2**, 197.
W0. WEISSKOPF. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1073.
W1. WEISSKOPF et BLATT. — *Theoretical nuclear physics*, 1951.
W3. A. C. WARD. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1939, **35**, 322.
W4. W. G. WADEY. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1848.
Y0. YUKAWA et SAKATA. — *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 1935, **17**, 397.
Y1. YUKAWA et SAKATA. — *Sc. Pap. Inst. Chem. Phys. Res. Tokyo*, 1937, **31**, 187.
Y2. YVAMENKO et LEBEDEV. — *J. Exp. Th. Phys. SSSR*, 1950, **20**, 91.
Z0. B. ZAJAC, E. BRODA et N. FEATHER. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 501.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	1
CHAPITRE PREMIER. — Rappel des principaux résultats théoriques sur l'émission γ et l'émission α	2
I. Résultats théoriques sur l'émission γ et la conversion interne	2
II. Calcul de la probabilité d'émission α	10
CHAPITRE II. — Méthodes et techniques expérimentales.	13
I. Construction de compteurs de Geiger-Müller à rendement élevé pour les rayonnements γ de faible énergie	13
II. Détermination du rendement des compteurs à xénon.	16
III. La méthode d'absorption sélective	19
IV. Application de l'absorption sélective au dosage de cer- tains radioéléments	21
CHAPITRE III. — Etude des rayonnements γ et X accompagnant quel- ques désintégrations α	22
I. Désintégration $\text{Io} \rightarrow \text{Ra}$	23
II. Désintégration $\text{RTh} \rightarrow \text{ThX}$	30
III. Désintégration $\text{RaF} \rightarrow \text{RaG}$	34
IV. Désintégration $\text{Pa} \rightarrow \text{Ac}$	42
CHAPITRE IV. — Etude des rayonnements γ et X accompagnant quel- ques désintégrations β	46
I. Désintégration $\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2$	47
II. Désintégrations $\text{Ac} \rightarrow \text{RAc}$ et $\text{AcK} \rightarrow \text{AcX}$	49
III. Discussion sur les désintégrations $\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2$ et $\text{Ac} \rightarrow \text{RAc}$, comparaison avec la désintégration $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$	51
CONCLUSION	53
BIBLIOGRAPHIE	56

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Désexcitation du noyau par création
de paires positons-négatons.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 6 juin 1952.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

